www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 25, 1963, no. 2 blz. 33-64 Verschenen 25 Juli 1963

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

HET GEDRAG VAN TRANSISTORS BIJ OPVOERING VAN DE FREQUENTIE

door M. BEUN *) en L. J. TUMMERS *). 537.311.33:621.382.333

Bij transistors gaan, als de frequentie toeneemt, geleidelijk verschijnselen een rol spelen die samenhangen met de periodieke veranderingen in de concentratieverdeling van gaten en elektronen. Deze verschijnselen beperken de frequentie waarbij de transistor nog versterking kan leveren. In dit artikel worden deze verschijnselen geanalyseerd. Daarbij komen de factoren die het frequentiegebied begrenzen aan het licht, wat een basis levert voor het opsporen van mogelijkheden om het frequentiegebied uit te breiden. Deze mogelijkheden zijn in laboratoria over de gehele wereld reeds intensief onderzocht en uitgebuit: de eerste lagentransistors waren bruikbaar tot enkele kHz, thans zijn transistors voor frequenties van enige honderden MHz heel gewoon, terwijl transistors voor 1000 MHz gemaakt kunnen worden.

Het artikel bevat geen verslag van nieuwe ontwikkelingen. Het is slechts een poging een bekend onderwerp te belichten op een manier die, vooral voor nieuwelingen in de transistortheorie, wellicht voordelen biedt.

De complicaties in het gedrag van transistors bij opvoering van de frequentie hangen samen met de periodieke veranderingen in het concentratiepatroon van de ladingdragers (elektronen en gaten) in een transistor die aan wisselspanningen is onderworpen. Het verband tussen het concentratiepatroon en de bij een transistor optredende spanningen en stromen is in dit tijdschrift uitvoerig toegelicht in een artikel waarin de werking van de transistor werd verklaard [1]). Deze verklaring wordt hier kort gerecapituleerd. Vervolgens worden twee begrippen geïntroduceerd die voor het gedrag bij opvoering van de frequentie belangrijk zijn, namelijk de begrippen diffusiecapaciteit en barrièrecapaciteit. Bij de daarna volgende beschouwingen over de invloed van de frequentie op het gedrag van een transistor komen de factoren aan het licht die de frequentie waarbij de transistor nog kan versterken, beperken. We zullen daarbij steeds *P-N-P*-transistors op het oog hebben met homogene *P*- en *N*-gebieden, waarbij de minderheidsconcentraties in de emissor en de collector zeer klein zijn vergeleken met de minderheidsconcentratie in de basis. Dit is het geval bij gewone legeringstransistors [2]). Dit type transistor, dat in massaproduktie wordt vervaardigd, heeft de transistor zijn grote populariteit bezorgd. Bij onze beschouwingen nemen we bovendien aan dat de verschillende grootheden slechts in de richting loodrecht op de *P-N*-overgangen (de *x*-richting) variëren. Overweegt men welke maatregelen men, op grond van de aangekondigde analyse, kan treffen om het frequentiegebied van transistors uit te breiden, dan blijken legeringstransistors niet geschikt te zijn voor zeer hoge frequenties. Echte hoogfrequentietransistors, die bruikbaar zijn tot 100 MHz en hoger, zijn dan ook niet van het legeringstype. Deze moderne hoogfrequentietransistors worden in dit artikel niet uitvoerig behandeld; slechts de principiële verschillen met legeringstransistors worden besproken.

Een goed uitgangspunt voor de recapitulatie van de transistorwerking krijgen we door de aandacht te vestigen op een belangrijk aspect van het verschil tussen halfgeleiders en metalen, en zo duidelijk te maken dat er in halfgeleiders mogelijkheden

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips techn. T. **17**, 201-214, 1955.

[2]) P. J. W. Jochems, De legeer-diffusietechniek bij de vervaardiging van hoogfrequentietransistors, Philips techn. T. **24**, 229-237, 1962 (no. 8). In dit artikel wordt ook de legeermethode kort behandeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schuilen die metalen niet kunnen bieden. De kristaldiodes, en vooral de transistors, zijn sprekende voorbeelden van een geraffineerde uitbuiting van deze bijzondere mogelijkheden.

Halfgeleiders en metalen

In metalen geleiders is het elektrische geleidingsvermogen te danken aan de aanwezigheid van beweeglijke negatieve ladingdragers, nl. de elektronen. Men spreekt dikwijls over het elektronengas in de geleider. Een elektrische stroom komt tot stand onder invloed van een elektrisch veld: dit veld geeft de elektronen een driftsnelheid. Echter, als zich in een normaal gas een stroming voordoet, is hier in de meeste gevallen een concentratiegradiënt bij betrokken. De vraag ligt voor de hand of er in het elektronengas van een metaal nooit sprake is van een concentratiegradiënt. Het antwoord luidt dat het door de onderlinge afstoting van de elektronen vrijwel onmogelijk is in het elektronengas van een homogeen metaal de concentratie merkbaar van het gemiddelde te laten afwijken. Was in zo'n metaal de elektronenconcentratie niet overal even groot, dan bestond op plaatsen van verhoogde concentratie een negatieve ruimtelading. De afstoting die de elektronen op elkaar uitoefenen, overheerste dan de aantrekking die zij ondervinden van de aan vaste plaatsen gebonden positieve metaalionen. Op plaatsen van verlaagde elektronenconcentratie bestond een positieve ruimtelading, die de elektronen naar zich toe zou trekken. Het is dit streven naar elektro-neutraliteit — dat zo sterk blijkt te zijn dat men meestal over de neutraliteits-„voorwaarde" spreekt — dat het bestaan van noemenswaardige concentratieverschillen in het elektronengas van homogene metalen verhindert.

In halfgeleiders is de situatie geheel anders. Hierin bevinden zich, behalve negatieve, ook positieve beweeglijke ladingdragers, nl. de gaten [3]). Ook in homogene halfgeleiders geldt de neutraliteitsvoorwaarde, d.w.z. dat in ieder volumedeel de totale lading nul moet zijn, maar deze is niet in strijd met een concentratieverdeling van de elektronen (of de gaten) die van een gelijkmatige verdeling afwijkt. Bij een willekeurige concentratieverdeling van de ladingdragers van het ene teken behoeven immers de ladingdragers van het tegengestelde teken slechts zo verdeeld te zijn dat nergens ruimtelading bestaat (zie fig. 2 *b* en *c* voor een tweetal voorbeelden).

In halfgeleiders kunnen dan ook, behalve stromen die door een elektrisch veld worden veroorzaakt, tevens stromen vloeien ten gevolge van een concentratiegradiënt, de zg. diffusiestromen [4]). *P-N*-overgangen leveren een middel de concentraties der ladingdragers plaatselijk te beïnvloeden, en daardoor diffusiestromen teweeg te brengen. Bij kristaldiodes en transistors wordt hiervan gebruik gemaakt.

Uit de voorwaarde dat geen ruimtelading mag bestaan, volgt geenszins dat de gatenconcentratie dan ook op iedere plaats gelijk moet zijn aan de elektronenconcentratie; ook de vast in het kristalrooster opgenomen ionen — de donors en de acceptors — leveren immers hun bijdrage tot de ruimtelading. Tussen de concentraties van elektronen en gaten moet in feite een verschil bestaan dat gelijk is aan het verschil tussen de concentraties van geïoniseerde donors en acceptors.

We gaan thans over tot de recapitulatie van de werking van kristaldiodes en transistors.

De werking van kristaldiodes en transistors bij lage frequenties

Twee fundamentele stellingen

We baseren de verklaring van de werking van kristaldiodes en transistors op een tweetal stellingen omtrent het gedrag van de minderheden [5]). Hiermee komt men zeer snel tot een overzichtelijke verklaring. Om niet op zijpaden te geraken, kan de lezer het bewijs van deze stellingen, en de nauwkeurige formulering van de voorwaarden waaronder ze geldig zijn, beter achteraf pas bestuderen (zie het Aanhangsel).

De eerste stelling betreft het gedrag van de minderheden in homogene *P*- of *N*-gebieden, maar buiten een barrière. Een barrière is het (zeer smalle) gebied aan weerszijden van een *P-N*-overgang waar grote ruimteladingsdichtheden heersen; in de grensvlakken van een barrière en erbuiten bestaat overal elektrische neutraliteit (*fig. 1*; in de barrière is dus de neutraliteitsvoorwaarde niet van kracht, maar daar bestaat dan ook een sterke inhomogeniteit, te weten de *P-N*-overgang). Het transport van ladingdragers zal in het algemeen zowel door een elektrisch veld als door diffusie geschieden. Bij onze beschou-

[3]) Zie b.v. J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-241, 1954. Hier en in het in noot [1]) genoemde artikel vindt men tevens de verklaring van termen als *P*-gebied, *N*-gebied, meerderheids- en minderheidsconcentratie, generatie en recombinatie, enz.

[4]) Bij een gas waarin overal dezelfde temperatuur heerst, zal — tenzij het zeer ijl is (Knudsen-gas) — de gasstroom tot stand komen doordat een molecuul in de richting van hoge naar lage concentratie gemiddeld meer botsingen ondergaat dan in de omgekeerde richting. Dit is een ander mechanisme dan het diffusiemechanisme. Het is hier echter niet de plaats op dergelijke details in te gaan.

[5]) Kortheidshalve gebruiken we de woorden minderheden en meerderheden in plaats van minderheids- en meerderheidsladingdragers.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wingen beperken we ons tot P- en N-gebieden waarin de evenwichtswaarde van de meerderheidsconcentratie vele keren groter is dan die van de minderheidsconcentratie. In de praktijk scheelt dit meestal een factor 10^3 tot 10^{10}. In zo'n geval geldt de eerste stelling, die luidt: *Bij minderheden die zich, buiten een barrière, in een homogeen P- of N-gebied bevinden, hoeft men alleen rekening te houden met de diffusie.*

Dit betekent dat men, wat de minderheden betreft, aan een eventueel elektrisch veld geen aandacht hoeft te schenken. Het gedrag van meerderheden wordt daarentegen zowel beheerst door het elektrische veld als door de diffusie. Daardoor is het gedrag van meerderheden minder rechtstreeks te overzien dan dat van minderheden. Als men de eigenschappen van kristaldiodes en transistors wil verklaren, vestigt men dan ook zijn aandacht in de eerste plaats op de minderheden.

De tweede fundamentele stelling betreft de concentraties van de minderheden in de grensvlakken van een barrière, dus in de vlakken *1* en *2* in fig. 1*b*. (De in deze figuur getekende beweeglijke ladingdragers zijn meerderheden.) Tussen deze grensvlakken bestaat een spontaan potentiaalverschil: de contactpotentiaal of diffusiespanning V_0 (zie fig. 1 en het Aanhangsel). Verbindt men het P- en het N-gebied met de polen van een batterij, dan zal de spanning tussen de barrièregrensvlakken veranderen met een zeker bedrag V_u, dat we de uitwendige spanning over de barrière noemen. De tweede fundamentele stelling luidt: *De minderheidsconcentratie in een barrièregrensvlak is evenredig met* $\exp(qV_u/kT)$. Hierin is q de absolute waarde van de elektronlading, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. V_u moet positief worden gerekend als het P-gebied is aangesloten op de positieve pool van de batterij. (Te onthouden met de p's van positief en P-gebied.)

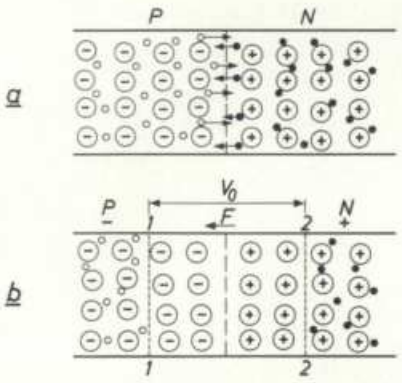


Fig. 1. Waar een P-gebied grenst aan een N-gebied (P-N-overgang), diffunderen gaten uit het P- naar het N-gebied en elektronen in omgekeerde richting (*a*). De overstekende ladingdragers komen in een gebied waar zij minderheidsladingdragers zijn; zij verspreiden zich over dit gebied en ieder recombineert uiteindelijk met een der vele meerderheidsladingdragers. Aan elke zijde van het grensvlak ontstaat een laagje waarin de lading van de vast in het kristalrooster verankerde ionen (negatieve acceptorionen in het P-gebied en positieve donorionen in het N-gebied) niet meer gecompenseerd wordt door beweeglijke ladingdragers. Deze twee laagjes vormen een elektrische dubbellaag — de zg. barrière —, die aangroeit tot het elektrische veld F dat erin heerst, verdere diffusie belet (*b*). De overgangen van de barrière naar de neutrale gebieden veronderstellen we zo abrupt dat men van de „grensvlakken" *1* en *2* van de barrière kan spreken (zie ook fig. 8 en 24). Het veld is natuurlijk gericht van de positieve naar de negatieve lading, dus van het N- naar het P-gebied. De potentiaal van het N-gebied is derhalve een zeker bedrag V_0 — de contactpotentiaal of diffusiespanning — hoger dan die van het P-gebied.

Is $V_u = 0$ (geen spanning aangelegd over het kristal), dan heersen buiten de barrière tot in de grensvlakken de evenwichtsconcentraties: in het P-gebied p_{P0} en n_{P0}, in het N-gebied p_{N0} en n_{N0} [6]). (Evenwichtsconcentraties zijn de concentraties waarbij er per seconde en per m³ evenveel gaten en elektronen door generatie ontstaan als er door recombinatie verdwijnen [3]).) Staat over de barrière de uitwendige spanning V_u, dan zijn volgens de tweede stelling de minderheidsconcentraties in de grensvlakken *1* en *2* onderscheidenlijk geworden:

$$n(1) = n_{P0}\, e^{qV_u/kT} \quad \text{en} \quad p(2) = p_{N0}\, e^{qV_u/kT} . \qquad \ldots \text{(1a en b)}$$

Volledigheidshalve zij vermeld dat beide stellingen slechts geldig zijn zolang de minderheidsconcentratie klein is vergeleken met de evenwichtsconcentratie der meerderheden (zie het Aanhangsel). Voor de formules (1a) en (1b) betekent dit dat deze niet opgaan voor onbeperkt grote positieve waarden van V_u. In hetgeen volgt, onderstellen we dat aan de genoemde voorwaarde is voldaan [7]).

We kunnen thans overgaan tot de verklaring van de gelijkrichting bij een P-N-overgang, dus van de werking van een kristaldiode.

Gelijkrichting bij een P-N-overgang; kristaldiode

In *fig. 2* is het concentratieverloop van elektronen en gaten bij een P-N-overgang getekend voor de gevallen dat V_u nul, positief of negatief is. Het geval $V_u = 0$ (fig. 2*a*) is boven reeds genoemd. Is V_u positief, dan zijn, volgens de formules (1a) en (1b), in

[6]) Wat het gebruik van de letters p, n, P en N betreft, houden we ons aan de volgende afspraak: de kleine letters p en n slaan op ladingdragers, de grote letters P en N op gebieden. Zo is p_P een gatenconcentratie in een P-gebied (dus een meerderheidsconcentratie) en p_N een gatenconcentratie in een N-gebied (dus een minderheidsconcentratie). Een extra index 0 betekent een evenwichtsconcentratie.

[7]) Het geval dat de minderheidsconcentratie niet meer klein is ten opzichte van de meerderheidsconcentratie is behandeld in: F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, De transistor bij grote stroomdichtheden, Philips techn. T. **18**, 20-27, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

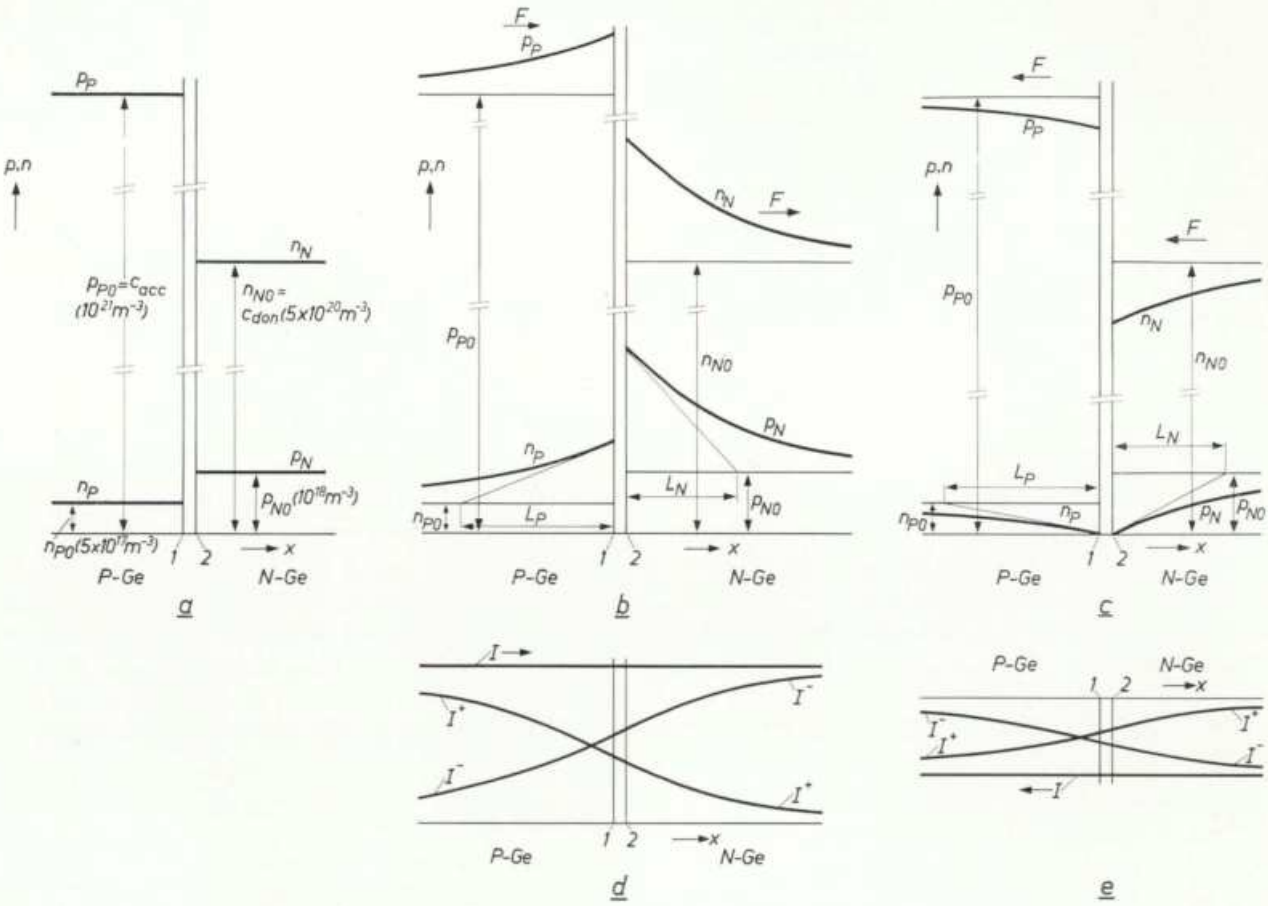


Fig. 2. Concentratiepatroon van elektronen en gaten bij een P-N-overgang zonder uitwendige spanning (a), met een uitwendige spanning in de doorlaatrichting (b), en met een uitwendige spanning in de keerrichting (c). De in (a) bijgeschreven getallen geven een indruk van de orde van grootte van de betrokken concentraties. De concentratieschaal is lineair, daarom moesten er twee grote onderbrekingen in worden aangebracht. De doorlaatstroom vloeit naar rechts (d) en gaat daarbij geleidelijk van een gatenstroom I^+ over in een elektronenstroom I^-; de keerstroom vloeit naar links (e), en gaat daarbij geleidelijk over van een elektronenstroom in een gatenstroom. In beide gevallen is de totale stroom I natuurlijk onafhankelijk van de plaats.

de grensvlakken *1* en *2* de minderheidsconcentraties omhooggetrokken (fig. 2*b*). De processen van generatie en recombinatie streven echter naar handhaving van de evenwichtsconcentraties. Dit maakt dat met toenemende afstand tot de barrière de concentraties geleidelijk tot de evenwichtswaarden naderen. De afwijkingen van de evenwichtswaarden nemen af volgens exponentiële functies van de afstanden tot de barrièregrensvlakken [8]). De afstand waarover zo'n afwijking een factor e vermindert, noemt men de diffusie-recombinatielengte in het betrokken gebied. Deze lengte hangt o.a. af van de regelmaat van het kristalrooster: hoe meer roosterfouten, des te korter is ze. Een normale waarde is b.v. 100 μm. In fig. 2*b* en *c* zijn de diffusie-recombinatielengten in N- en P-gebied — resp. L_N en L_P — aangegeven. Gedachtig aan onze eerste fundamentele stelling, kunnen we uit de hellingen van de concentratielijnen in fig. 2*b* direct concluderen dat er vanaf de barrière minderheidsstromen van gaten en elektronen resp. het N- en het P-gebied zullen binnenvloeien. Uit de afneming van de hellingen met toenemende afstand tot de barrière ziet men dat dan ook de minderheidsstromen afnemen; deze stromen gaan geleidelijk over in meerderheidsstromen (fig. 2*d*). De meerderheidsconcentraties moeten wegens de neutraliteitsvoorwaarde op dezelfde manier verlopen als de minderheidsconcentraties. Op het gedrag van de meerderheidsladingdragers komen we straks terug.

Is V_u negatief, dan worden de minderheidsconcentraties in de barrièregrensvlakken omlaaggedrukt. De minderheidsstromen zijn dan naar de barrière toe gericht (fig. 2*c* en *e*).

[8]) De afleiding hiervan treft men b.v. aan in het in noot [3]) genoemde artikel, blz. 238.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men kan reeds voorzien waarop het betoog zal uitlopen. Bij toenemende positieve V_u nemen de minderheidsconcentraties in de grensvlakken snel met V_u toe, en hetzelfde zal het geval zijn met de minderheidsstromen. Bij toenemende negatieve V_u dalen de minderheidsconcentraties in de grensvlakken, maar daar ze niet verder kunnen dalen dan tot nul, naderen nu de minderheidsstromen tot een verzadigingswaarde. Positieve waarden van V_u (positieve pool aan P-gebied) zullen daarom beantwoorden aan de doorlaatrichting, negatieve aan de keerrichting. Deze conclusie is inderdaad juist; we zullen haar thans beter funderen.

De totale stroom is natuurlijk gelijk aan de som van de gaten- en de elektronenstroom in een willekeurige doorsnede. Om de totale stroom te berekenen, moeten we derhalve een doorsnede beschouwen waar we zowel de gaten- als de elektronenstroom kunnen bepalen. Dit is het geval in de grensvlakken van een barrière. In zo'n grensvlak is namelijk de minderheidsstroom evenredig met de mate waarin de minderheidsconcentratie afwijkt van de evenwichtswaarde, d.w.z. dat de minderheidsstroom evenredig is met $\exp(qV_u/kT) - 1$. In grensvlak *2*, waar de gatenstroom minderheidsstroom is, geldt dit dus voor de gatenstroom. Maar de elektronenstroom, die in grensvlak *2* meerderheidsstroom is, is nagenoeg gelijk aan de elektronenstroom in grensvlak *1*, waar hij minderheidsstroom is. Een merkbaar verschil tussen deze elektronenstromen zou immers betekenen dat er in de barrière merkbaar meer elektronen verdwijnen dan ontstaan, of omgekeerd. De barrière is echter slechts enkele microns dik en is dus dun vergeleken met de diffusie-recombinatielengte (b.v. 100 μm), die een maat is voor de afstand waarover de gaten- en de elektronenstroom merkbaar in elkaar overgaan. In grensvlak *2* is derhalve niet alleen de gatenstroom evenredig met $\exp(qV_u/kT) - 1$, maar ook de elektronenstroom, en hetzelfde geldt dus voor de totale stroom I. De stroom-spanningskarakteristiek van een P-N-overgang wordt derhalve gegeven door:

$$I = I_s\,(e^{qV_u/kT} - 1), \qquad \ldots\ldots \quad (2)$$

welke functie in *fig. 3* is voorgesteld. De gelijkrichtende werking van een P-N-overgang is hieruit zonder meer duidelijk[9]). Door in formule (2) $V_u = -\infty$ te stellen, ziet men dat de evenredigheidsconstante I_s de verzadigingsstroom in de keerrichting voorstelt.

Er zijn nog een paar opmerkingen nodig om het beeld af te ronden. In P- en N-gebied verdelen de meerderheden zich op zodanige wijze dat in beide gebieden een (zwak) elektrisch veld bestaat dat precies de meerderheden naar de barrière toe- of hiervan afvoert die nodig zijn om de minderheidsstromen aan de andere zijde van de barrière in stand te houden. De verdeling die hiervoor nodig is, blijkt echter zo weinig af te wijken van die welke nodig is voor elektrische neutraliteit dat we, om het concentratieverloop van de meerderheden te vinden, slechts van de neutraliteitsvoorwaarde gebruik behoeven te maken. Uit fig. 2*b* en *c* blijkt verder dat de meerderheden door het elektrische veld F tegen het concentratieverval in gedreven worden. (Er zij op gewezen dat men hier het gedrag van de meerderheden, dat niet rechtstreeks te overzien is, afleidt uit het overzichtelijke gedrag van de minderheden.)

Het elektrische veld is buiten de barrière blijkbaar niet exact nul. Dit veld is oorzaak van een spanningsverlies; de uitwendige spanning V_u over de barrière, die voorkomt in de uitdrukking (2) voor de gelijkrichtkarakteristiek, is dus niet geheel identiek met de spanning tussen de aansluitklemmen.

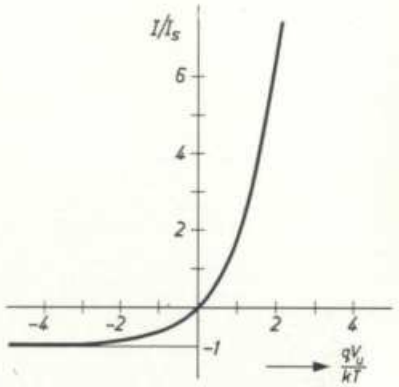


Fig. 3. Theoretische stroom-spanningskarakteristiek van een P-N-overgang.

Werking van een transistor

Na het voorgaande is de verklaring van de werking van een transistor bijzonder eenvoudig. In *fig. 4a* zijn de concentraties p en n van elektronen en gaten uitgezet als functie van de plaats in een P-N-P-transistor waarbij de minderheidsconcentraties in emissor en collector aan elkaar gelijk zijn en veel kleiner dan de minderheidsconcentratie in de basis. In het grensvlak *2* tussen emissor-

[9]) Het ontbreken van een merkbaar generatie- of recombinatieoverschot in de barrière is blijkbaar nodig voor een goede gelijkrichtende werking van een P-N-overgang. Hierin schuilt een der oorzaken dat men geen goede kristaldiode kan maken door twee stukken germanium — het ene van type P, het andere van type N — tegen elkaar te drukken. Bij de oppervlakken doen zich allerlei storende verschijnselen voor, wat zich o.a. uit in zeer snelle generatie en recombinatie. Men mag dan niet meer stellen dat de elektronen- of de gatenstroom aan beide zijden van het contactvlak dezelfde waarde heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

barrière en basis, geeft men de minderheidsconcentratie (gaten) een grote waarde $p(2)$ door over de emissorbarrière een spanning in de doorlaatrichting te zetten. In het grensvlak *3* tussen basis en collectorbarrière fixeert men de gatenconcentratie op nul door een flinke spanning in de keerrichting. Er ontstaat dan in de basis een groot concentratieverval

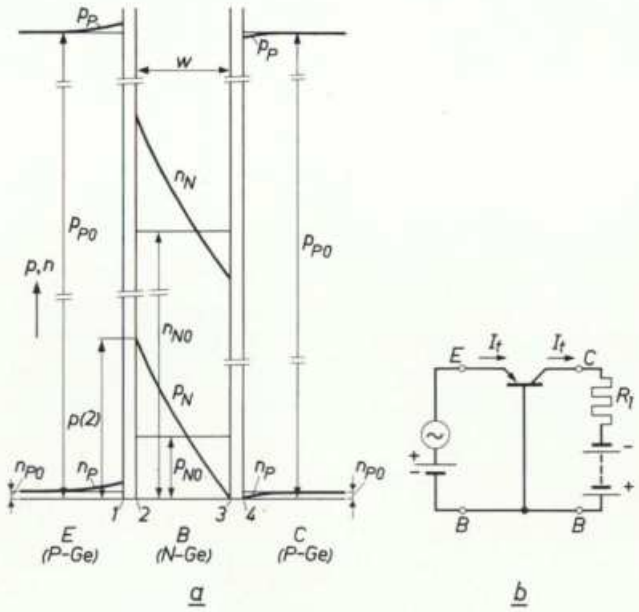


Fig. 4. *a*) Het concentratiepatroon van gaten en elektronen in een *P-N-P*-transistor, waaruit zich de transistorwerking laat verklaren.
b) De schakeling met gemeenschappelijke basis, waarin de transistor spanningsversterking kan leveren.

en dus een flinke „transito"-stroom I_t van gaten van emissor naar collector. De gaten worden door een (zwak) elektrisch veld in de emissor aangevoerd en verdwijnen naar de collector, waar een (zwak) elektrisch veld ze afvoert. De minderheidsconcentraties (elektronen) in emissor en collector zijn in werkelijkheid nog veel kleiner dan ze in fig. 4*a* zijn getekend. De elektronenstromen over de emissor- en de collectorbarrière mogen we in eerste instantie dan ook verwaarlozen. De stroom I_t vloeit dus bij de emissor de transistor binnen, en komt er bij de collector nagenoeg onveranderd weer uit. Wordt tussen de emissorklem E en de basisklem B een kleine wisselspanning gesuperponeerd op de gelijkspanning, dan verschijnt deze wisselspanning over de emissorbarrière, en doet dus de gatenconcentratie $p(2)$ in grensvlak *2* variëren. Daarmee varieert het concentratieverval in de basis en dus de stroom I_t door de transistor. Deze stroom vloeit ook door de belastingsweerstand R_l, die in de collectorketen tussen de collectorklem C en de basisklem is opgenomen (fig. 4*b*). R_l kan men zo groot nemen dat de wisselspanning tussen emissor- en basisklem versterkt over deze weerstand verschijnt. Bij de in fig. 4*b* getekende schakeling, waarbij de basisklem zowel deel uitmaakt van het ingangs- als van het uitgangsklemmenpaar (en die daarom „schakeling met gemeenschappelijke basis" wordt genoemd), levert de transistor dus spanningsversterking. Als we onderstellen dat de uitgangsstroom gelijk is aan de ingangsstroom (beide I_t), levert de transistor bovendien een vermogens-versterking die even groot is als de spanningsversterking.

Verandert de spanning over R_l met een zeker bedrag, dan verandert de spanning over de collectorbarrière met een gelijk maar tegengesteld bedrag (fig. 4*b*). Bij de besproken verklaring van de transistorwerking is ondersteld dat het eindpunt van de gatenconcentratielijn in de basis (fig. 4*a*) aan de collectorzijde gefixeerd is, zodat dit punt zich niet verplaatst bij veranderingen van de spanning over de collectorbarrière. Deze onderstelling is echter niet geheel juist. Volgens onze tweede fundamentele stelling wordt immers het verband tussen de gatenconcentratie $p(3)$ in grensvlak *3* en de spanning over de collectorbarrière, gegeven door dezelfde exponentiële kromme die geldt voor het verband tussen $p(2)$ en de spanning over de emissorbarrière (*fig. 5*). Neemt men dit in aanmerking, dan blijkt spanningsversterking mogelijk indien deze kromme in het instelpunt dat betrekking heeft op de emissorbarrière steiler is dan in het instelpunt dat betrekking heeft op de collectorbarrière. De verhouding der hellingen in deze instelpunten is de maximaal bereikbare spanningsversterking. Een grote keerspanning over de collectorbarrière is dus gunstig voor de maximaal bereikbare spanningsversterking.

Er is overigens nog een tweede oorzaak waardoor het bewuste eindpunt van de gatenconcentratielijn niet absoluut gefixeerd blijft, namelijk de nog te bespreken toeneming van de barrièredikte met de keerspanning. Hierdoor verschuift het eindpunt in horizontale richting naar links als de keerspanning over de collectorbarrière toeneemt. Ook deze verschuiving stelt een grens aan de maximaal bereikbare spanningsversterking.

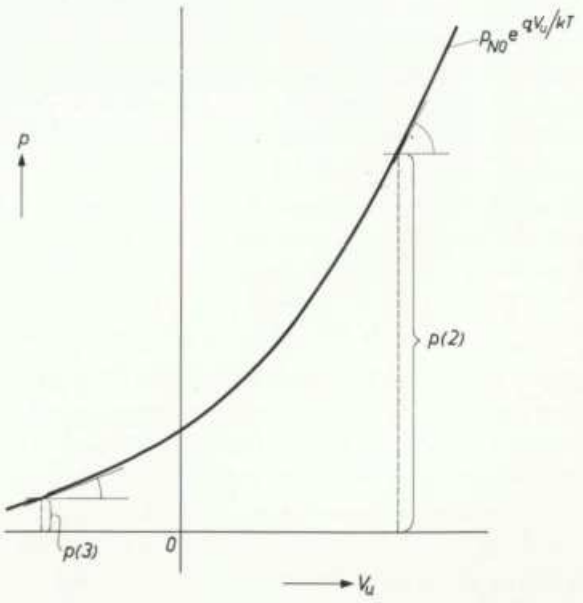


Fig. 5. Het exponentiële verband tussen de gatenconcentratie p en de uitwendige barrièrespanning V_u, dat geldt voor de grensvlakken *2* en *3* in fig. 4*a*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We nemen aan dat de evenwichtswaarde van de minderheidsconcentratie in de emissor (elektronen) verwaarloosbaar is ten opzichte van die in de basis (gaten). In fig. 4*a* ziet men dat dan de stroom over de emissorbarrière uitsluitend bestaat uit gaten. Bovendien verwaarlozen we de invloed van recombinatie en generatie in de basis. Dan zal de gatenstroom die over de emissorbarrière de basis binnenvloeit, deze ongewijzigd verlaten over de collectorbarrière. Voor de gaten is de concentratielijn in de basis dan recht, en hetzelfde geldt natuurlijk voor de elektronen. Dit komt erop neer dat we een emissor- en een basisrendement van 100% aannemen [10]).

In de gegeven simpele verklaring van de transistorwerking heeft men te maken met de spanningen over de barrières. Zoals op blz. 37 reeds is opgemerkt, zijn deze spanningen niet identiek met de spanningen tussen de aansluitklemmen. Men moet in het bijzonder rekening houden met de zg. inwendige basisweerstand. Voorlopig echter laten we deze basisweerstand buiten beschouwing. Om dit in gedachten te houden, zullen we de spanningen over de emissor- en de collectorbarrière bij weerstandsloze basis voorstellen door resp. $V_{EB'}$ en $V_{CB'}$, dus met een accent bij de B die de basis aanduidt. Er zij nog op gewezen dat de volgorde der indices bij een spanning een tekenafspraak inhoudt: een positieve waarde betekent dat de klem (of het gebied) waarop de eerste index slaat, positief is ten opzichte van die waarop de tweede index slaat. Men kan dus, zo men wil, lezen: $V_{EB'} = V_E - V_{B'}$.

Veranderingen van het concentratiepatroon bij veranderingen van de spanningen

Diffusiecapaciteit

Uit het voorgaande is gebleken dat het lopen van stroom door een kristaldiode of een transistor gepaard gaat met bepaalde concentratiepatronen van gaten en elektronen in de P- en N-gebieden. Verandert de stroom, dan moet ook dit concentratiepatroon veranderen. We beschouwen niet eerst een afzonderlijke P-N-overgang, maar vestigen onze aandacht direct op de transistor.

Om een indruk te krijgen van de effecten die men kan verwachten, beginnen we met het geval dat de spanning over de emissorbarrière plotseling met een zeker bedrag wordt verhoogd. In het grensvlak tussen emissorbarrière en basis neemt dan de minderheidsconcentratie eveneens plotseling toe. Vervolgens stelt zich geleidelijk het nieuwe patroon in (*fig. 6*). De elektronencencentratie zal die van de gaten natuurlijk slaafs volgen. De door de gaten en de elektronen vertegenwoordigde elektrische ladingen zijn evenredig met de oppervlakten onder de desbetreffende concentratielijnen. Men ziet in fig. 6 dat er lading nodig is om het nieuwe patroon te vormen, en wel evenveel positieve als negatieve lading, net als bij het laden van een condensator. Tevens blijkt echter dat de ladingen de spanning niet zonder vertraging volgen, in tegenstelling met

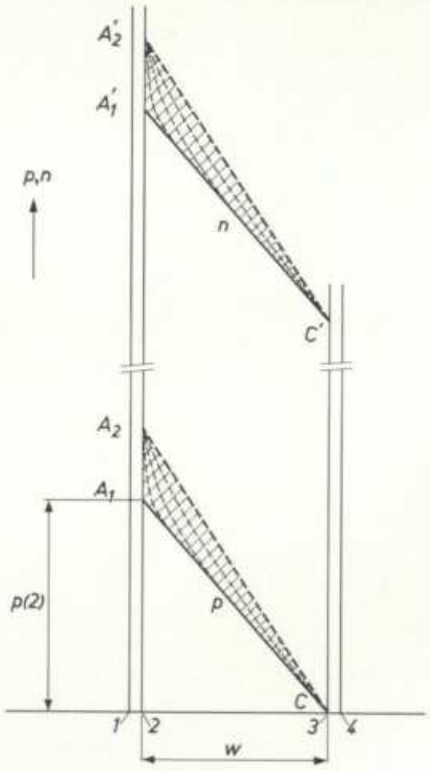


Fig. 6. Na een plotselinge verhoging van de concentraties van gaten en elektronen in grensvlak 2 tussen emissorbarrière en basis, gaan de concentratielijnen A_1C en A'_1C' geleidelijk over in A_2C en A'_2C'. De gaten- en de elektroneninhoud van de basis nemen daarbij toe met gelijke bedragen, die worden voorgesteld door de gearceerde driehoeken. w is de dikte van de basis. De dunne streeplijnen stellen enige tussenfazen voor.

wat bij een gewone condensator het geval is. De situatie doet veeleer denken aan een verdeelde capaciteit, zoals we die kennen bij lange leidingen. Er blijkt, wat dit betreft, inderdaad veel overeenkomst te bestaan tussen een transistor en een lange leiding [11]). De wijze waarop het nieuwe concentratiepatroon tot stand komt, wordt beheerst door de diffusie van de minderheden; men spreekt daarom van „diffusiecapaciteit".

We beschouwen de spanning over de emissorbarrière als ingangssignaal, en de spanning over een

[10]) Emissor- en basisrendement zijn uitvoerig behandeld in het in noot [1]) aangehaalde artikel, blz. 207.

[11]) J. te Winkel, Transmission-line analogue of a drift transistor, Philips Res. Repts. **14**, 52-64, 1959. De transistor die wij behandelen, kan men opvatten als een bijzonder geval, namelijk als een drifttransistor met een driftveld dat nul is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in de collectorketen opgenomen weerstand R_l (fig. 4*b*) als uitgangssignaal. Het uitgangssignaal is evenredig met de stroom in de collectorketen, dus met de helling van de gatenconcentratielijn in barrièregrensvlak 3 (fig. 6). Uit deze figuur blijkt dat het enige tijd duurt alvorens het signaal aan de uitgangszijde merkbaar wordt, en dat het bovendien slechts geleidelijk op volle sterkte komt (*fig. 7a* en *b*). Wordt de ingangsspanning abrupt weer tot de oorspronkelijke waarde teruggebracht, dan volgt het uitgangssignaal weer geleidelijk. Het uitgangssignaal is derhalve vertraagd en vervormd ten opzichte van het ingangssignaal. Is het ingangssignaal een kortdurende impuls, dan bereikt het uitgangssignaal zelfs niet zijn volle sterkte (fig. 7*c* en *d*). Maakt men de ingangsimpuls korter en korter, dan neemt het uitgangssignaal in sterkte af. Bij zeer korte impulsen, waarin — zoals de fourieranalyse leert — hoge frequenties sterk vertegenwoordigd zijn, levert de transistor blijkbaar geen versterking meer.

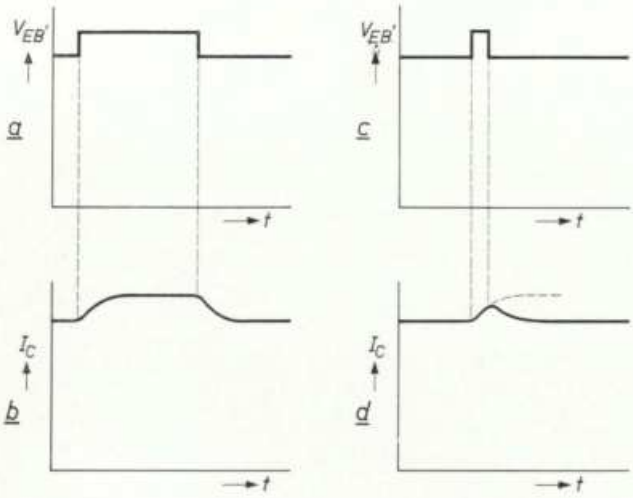


Fig. 7. Plotselinge veranderingen van de spanning $V_{EB'}$ over de emissorbarrière (*a*) hebben — zoals volgt uit fig. 6 — geleidelijke veranderingen van de stroom I_C over de collectorbarrière tot gevolg (*b*). Een korte spanningsimpuls (*c*) heeft slechts weinig invloed op I_C (*d*).

Als tweede geval nemen we aan dat de spanning $V_{EB'}$ over de emissorbarrière zo langzaam verandert dat het concentratiepatroon voortdurend aangepast blijft. De lading volgt dan de spanning zonder merkbare vertraging. De diffusiecapaciteit C_d wordt gegeven door de toeneming van de positieve lading Q per volt toeneming van $V_{EB'}$, dus $C_d = dQ/dV_{EB'}$. Doordat de verplaatsing van de punten A en A' (fig. 6) geen lineaire, maar een exponentiële functie is van $V_{EB'}$, is ook Q een exponentiële functie van $V_{EB'}$. Daarom is het noodzakelijk C_d als differentiaalquotiënt te schrijven: we hebben met een differentiële capaciteit te maken, die afhangt van de spanning.

Men kan gemakkelijk een uitdrukking voor C_d afleiden. Deze zal ons straks te stade komen, als we de invloed van de frequentie op het gedrag van de transistor kwantitatief onderzoeken. De oppervlakte van de rechthoekige driehoek onder de concentratielijn voor gaten (fig. 6) stelt het aantal gaten in de basis voor per eenheid van dwarsdoorsnede. Deze driehoek heeft de basisdikte w en de gatenconcentratie $p(2)$ bij de emissor tot rechthoekszijden, zodat zijn oppervlakte $\frac{1}{2}p(2)w$ is. De basis van een transistor met dwarsdoorsnede O bevat dus $\frac{1}{2}p(2)wO$ gaten, en deze vertegenwoordigen een lading $Q = \frac{1}{2}p(2)wOq$. Differentiatie naar $V_{EB'}$, waarbij $p(2)$ als functie van $V_{EB'}$ volgt uit formule (1*b*) met $V_u = V_{EB'}$, levert:

$$C_d = \tfrac{1}{2}Ow\frac{q^2}{kT}p(2)\,.$$

Dit is echter geen handzame uitdrukking, want $p(2)$ is een grootheid die niet rechtstreeks meetbaar is. Gelukkig hangt $p(2)$ nauw samen met de direct meetbare diffusiestroom I_t van minderheden door de basis. Deze stroom is namelijk evenredig met de concentratiegradiënt $p(2)/w$ in de basis, zodat:

$$I_t = qD_p\frac{p(2)}{w}O\,. \quad . \; . \; . \; . \quad (3)$$

De evenredigheidsconstante D_p is de zg. diffusieconstante voor de gaten (minderheden) in de basis. Gebruikt men deze relatie om $p(2)$ te elimineren uit de uitdrukking voor C_d, dan vindt men:

$$C_d = \frac{qw^2}{2\,kTD_p}I_t\,. \quad . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Bij een goede transistor is I_t gemakkelijk meetbaar doordat hij nagenoeg gelijk is aan de stroom die bij de emissor de transistor binnenkomt, en ook aan de stroom die er bij de collector uitkomt (dit volgt uit fig. 4*a*). Blijkens formule (4) is de diffusiecapaciteit evenredig met de „instelgelijkstroom" I_t.

Invulling van gangbare waarden in formule (4) geeft een indruk van de grootte van de diffusiecapaciteit. Met $w = 50\ \mu m$, $D_p = 4{,}4 \times 10^{-3}\ m^2s^{-1}$, $q/kT = 40\ V^{-1}$ en $I_t = 1$ mA, wordt $C_d \approx 10^{-2}\ \mu F$.

Barrièrecapaciteit

Ook in een barrière moet het concentratiepatroon zich aanpassen bij de spanning, en ook hierbij krijgen we met een capaciteit, de zg. barrièrecapaciteit, te maken. We beschouwen een abrupte P-N-overgang — d.w.z. dat het P-gebied abrupt overgaat in het N-gebied, zoals in fig. 1 is getekend. Ter wille van een eenvoudige berekening van de barrièrecapa-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

citeit nemen we aan dat de gatenconcentratie p ter plaatse van het barrièregrensvlak *1* abrupt daalt van de waarde c_{acc} (de concentratie der acceptors in het P-gebied) tot nul, en dat de elektronenconcentratie n ter plaatse van het barrièregrensvlak *2* abrupt daalt van de waarde c_{don} (de donorconcentratie in het N-gebied) tot nul (*fig. 8a*). Dit geschematiseerde concentratiepatroon is weliswaar slechts een grove benadering van de werkelijkheid, maar de erop gebaseerde berekeningen leiden niettemin tot goed bruikbare resultaten [12]). Zoals reeds is toegelicht in het onderschrift van fig. 1, vormt het gebied tussen de grensvlakken een elektrische dubbellaag. De ruimteladingsdichtheid ϱ in deze laag is voorgesteld in fig. 8*b*. Daar de totale negatieve lading gelijk moet zijn aan de totale positieve lading, geldt (zie fig. 8 voor de betekenis van d_P en d_N):

$$c_{acc}\, d_P = c_{don}\, d_N . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

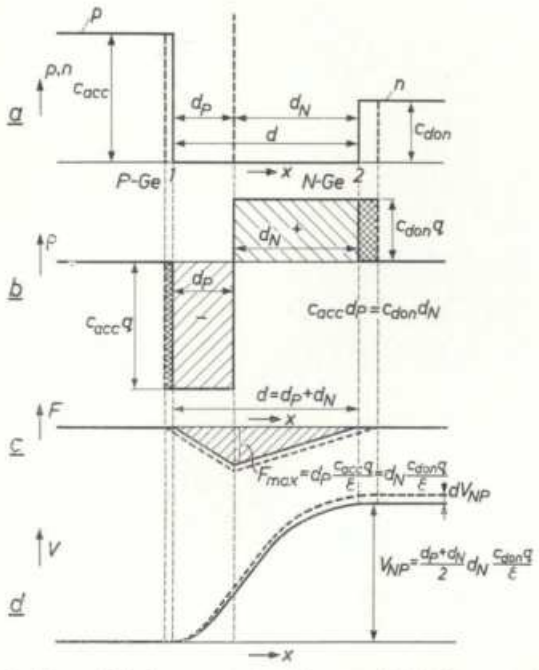


Fig. 8. Ter toelichting van de barrièrecapaciteit. De oppervlakte van elk der gearceerde rechthoeken in (*b*) levert, na deling door de diëlektrische constante ε, de waarde F_{max} in (*c*): de oppervlakte van de gearceerde driehoek in (*c*) levert het potentiaalverschil V_{NP} in (*d*).

Daar de concentraties van acceptors en donors nagenoeg gelijk zijn aan de meerderheidsconcentraties in resp. P- en N-gebied, kan men uit (5) reeds de belangrijke conclusie trekken dat de barrière zich het verst uitstrekt in het gebied met de kleinste meerderheidsconcentratie, d.w.z. het gebied met het kleinste geleidingsvermogen.

[12]) Zie voor een nauwkeurige berekening van het concentratiepatroon in een barrière: W. Shockley, The theory of P-N-junctions in semi-conductors and P-N-junction transistors, Bell Syst. tech. J. **28**, 435-489 (1949).

Uit de elementaire elektriciteitsleer is bekend dat, voor de in fig. 8 geschetste situatie (ééndimensioneel probleem), tussen de veldsterkte F en de ruimteladingsdichtheid ϱ de relatie bestaat $F = \int (\varrho/\varepsilon)\, dx$ (ε is de diëlektrische constante), en tussen de potentiaal V en de veldsterkte F de relatie $V = -\int F\, dx$. De veldsterkte in de barrière verloopt dus volgens de in fig. 8*c* getekende rechte lijnen, en de oppervlakte van de in deze figuur gearceerde driehoek is een maat voor de potentiaal V_{NP} van het N-gebied ten opzichte van het P-gebied, dus voor de spanning over de barrière (fig. 8*d*). Hieruit volgen de bij fig. 8*c* en *d* geschreven formules voor de maximale veldsterkte F_{max} in de barrière en voor V_{NP}. Uit fig. 8*c* volgt nog dat de spanning V_{NP} zich over de ruimteladingslagen in P- en N-gebied verdeelt in stukken die zich verhouden als $d_P : d_N$; deze stukken zijn dus omgekeerd evenredig met c_{acc} en c_{don}. Is er een groot verschil tussen c_{acc} en c_{don}, d.w.z. een groot verschil in geleidingsvermogen van P- en N-gebied, dan staat de spanning vrijwel geheel over de ruimteladingslaag in het gebied met het kleinste geleidingsvermogen.

Een vergroting van de spanning over de barrière met dV_{NP} zal gepaard gaan met een vergroting van de ladingen met $-dQ$ en $+dQ$ (de dubbel gearceerde stroken in fig. 8*b*). Wat deze nieuw toegevoerde ladingen betreft, komt de situatie overeen met die in een condensator met plaatafstand d en gevuld met een medium met diëlektrische constante ε. Evenals bij zo'n condensator wordt dan ook bij de barrière de evenredigheidsfactor tussen vermeerderingen van lading en spanning gegeven door de „capaciteit" (hier „barièrrecapaciteit" genoemd):

$$C_b = \frac{O\varepsilon}{d} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

(O is de oppervlakte van de doorsnede van de barrière), en er geldt:

$$dQ = C_b\, dV .$$

Doordat, anders dan bij een gewone condensator, de afstand d niet constant is, maar toeneemt met de lading (zie fig. 8*b*), hebben we bij een barrière — evenals bij de verandering van de ladingen in de basis — met een „differentiële" capaciteit te maken.

Hoe d, en dus C_b, afhangt van de barrièrespanning V_{NP}, kan men afleiden uit de in fig. 8*d* bijgeschreven formule voor V_{NP}. Elimineert men hieruit d_P met behulp van (5), en lost men vervolgens d_N op, dan vindt men:

$$d_N = \sqrt{\frac{c_{acc}}{c_{don}\,(c_{don} + c_{acc})}\,\frac{2\varepsilon}{q}}\;\sqrt{V_{NP}} . \quad (7)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Volgens (5) vindt men d_P hieruit door met c_{don}/c_{acc} te vermenigvuldigen. Blijkbaar zijn d_N en d_P allebei evenredig met $\sqrt{V_{NP}}$. Dit geldt dus tevens voor hun som d.

De barrièrecapaciteit C_b is omgekeerd evenredig met d (zie (6)) en dus ook omgekeerd evenredig met $\sqrt{V_{NP}}$. Men vindt voor C_b de uitdrukking:

$$C_b = O \sqrt{\frac{c_{acc}\, c_{don}}{c_{acc} + c_{don}} \frac{\varepsilon q}{2}} \Big/ \sqrt{V_{NP}}. \quad . \quad (8)$$

Hierin is V_{NP} de totale spanning tussen N- en P-gebied, dus inclusief de spontaan optredende diffusiespanning V_0 (zie fig. 1; de berekening van V_0 vindt men in het aanhangsel, formule 19). Bij de emissorbarrière wordt de spanning V_{NP} kleiner dan V_0 doordat er uitwendig een spanning in de doorlaatrichting is aangelegd; bij de collectorbarrière wordt V_{NP}, door een veel grotere spanning in de keerrichting, aanzienlijk groter dan V_0. Daardoor is, bij gelijke doorsnede O, de capaciteit $C_{EB'}$ van de barrière tussen emissor en basis groter dan de capaciteit $C_{CB'}$ van de barrière tussen collector en basis. Ter oriëntatie omtrent de grootte van C_b, vullen we in (8) waarden in die gangbaar zijn voor P-N-P-legeringstransistors, b.v. $O = 3\times10^{-7}$ m^2, $c_{don} = 10^{20}$ m^{-3} en $c_{acc} = 10^{24}$ m^{-3}. Bij deze waarden van c_{don} en c_{acc} wordt $V_0 = 0{,}3$ volt; met een keerspanning van 2 volt is dus: $V_{NP} = 2{,}3$ volt. Daar $\varepsilon = 16\varepsilon_0 = 16\times8{,}85\times10^{-12}$ farad/m en $q = 1{,}6\times10^{-19}$ coulomb, vinden we voor C_b ca. 14 pF. De barrièrecapaciteiten van legeringstransistors zijn dus van de orde van 10 pF.

Gedrag van transistors bij opvoering van de frequentie

Bij ons onderzoek naar het gedrag van transistors bij opvoering van de frequentie onderscheiden we de twee complementaire gevallen dat over één van de twee barrières een gelijkspanning staat die rigoureus constant wordt gehouden, terwijl op de gelijkspanning over de andere barrière een kleine wisselspanning is gesuperponeerd. Dat de gelijkspanning over een barrière constant wordt gehouden, betekent natuurlijk dat deze barrière voor wisselstroom is kortgesloten.

Collectorbarrière kortgesloten voor wisselstroom

Als eerste nemen we het geval dat de keerspanning over de collectorbarrière constant wordt gehouden, zodat deze barrière voor wisselstroom is kortgesloten (*fig. 9a*). Dit betekent dat de concentraties van gaten en elektronen in de grensvlakken van de collectorbarrière gefixeerd zijn. De keerspanning zij zo groot dat de gatenconcentratie in grensvlak 3 nagenoeg nul is (fig. 9*b*). De punten C en C' zijn dan de vaste eindpunten van de concentratielijnen in de basis. Over de emissorbarrière staat een kleine wisselspanning $v_{EB'}$, die gesuperponeerd is op de gelijkspanning in doorlaatrichting over deze barrière. Deze wisselspanning doet de punten A en A' in fig. 9*b* verticaal oscilleren, b.v. tussen A_1 en A_2,

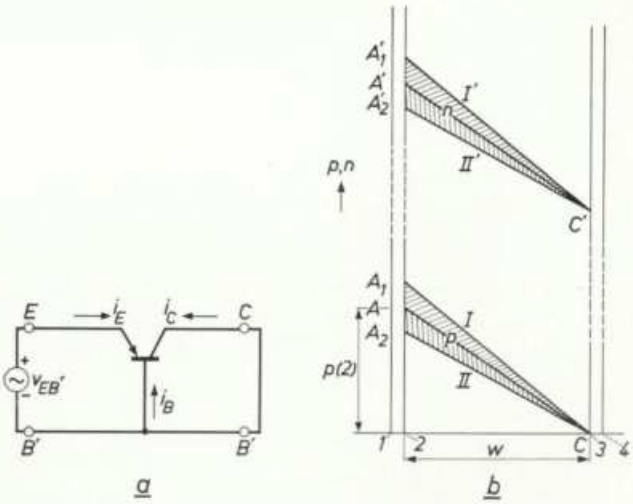


Fig. 9. *a*) Het eerste fundamentele geval bij het onderzoek naar het gedrag van een transistor bij opvoering van de frequentie: de collectorbarrière is voor wisselstroom kortgesloten; op de instelgelijkspanning over de emissorbarrière is een wisselspanning $v_{EB'}$ gesuperponeerd. Instelgelijkspanningen zijn niet aangeduid. De pijltjes leggen de tekenafspraak voor de stromen vast: deze worden positief gerekend als ze naar de transistor toe zijn gericht.
b) Het bijbehorende concentratiepatroon in de basis: de concentratielijnen voor gaten (p) en elektronen (n) oscilleren om de gefixeerde punten C en C' resp. tussen de standen I en II en de standen I' en II'.

resp. A_1' en A_2', en wel in eerste benadering ook sinusvormig en in faze met de spanning. Strikt genomen oscilleren A en A' ook in horizontale richting, want de barrièredikte hangt af van de spanning (zie fig. 8). De horizontale oscillatie is echter verwaarloosbaar ten opzichte van de verticale.

We vatten eerst de gaten — de minderheden dus — in het oog, en we nemen aan dat de frequentie zeer laag is. Zelfs dan kan de oscillerende gatenconcentratielijn niet steeds exact recht zijn. In dat geval zouden er immers op ieder ogenblik bij de collector evenveel gaten de basis verlaten als er bij de emissor binnenkomen, en waren er geen gaten beschikbaar om de gateninhoud van de basis te veranderen. Een extreem geval (beantwoordend aan een oneindig grote amplitude bij frequentie nul) is dat waarbij het punt A een eenparige snelheid v heeft. Beweegt A omhoog, dan zal de concentratielijn hol staan (*fig. 10a*); dit betekent immers dat er uit de emissor meer gaten binnenstromen dan er naar de collector verdwijnen. Beweegt het punt A

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

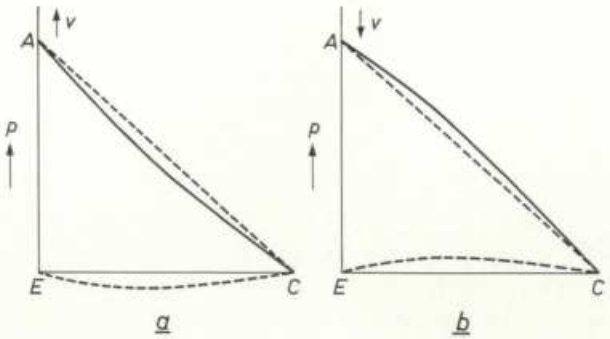


Fig. 10. Beweegt het punt A van de gatenconcentratielijn zich met snelheid v omhoog, dan moet AC een weinig hol staan (a); beweegt A zich omlaag, dan staat AC bol (b). In beide gevallen kan men het concentratieverloop opvatten als een superpositie van een bewegende rechte AC en een stilstaande kromme EC (streeplijnen). Berekening leert dat de helling van de kromme in E twee keer zo groot is als in C.

omlaag, dan zal de concentratielijn bol staan (fig. 10*b*). Men kan het concentratiepatroon — de getrokken kromme AC — opvatten als de superpositie van een rechte AC, waarvan punt A met eenparige snelheid beweegt, en een gebogen lijn die bij emissor en collector de nullijn snijdt. Met de rechte correspondeert een doorgaande stroom — een transitostroom I_t — van gaten, die de basis bij de emissor binnentreedt en hem bij de collector onveranderd verlaat. Deze stroom neemt eenparig toe of af, al naar A eenparig omhoog dan wel omlaag beweegt. Met de gebogen lijn EC corresponderen de stromen die het gatenpatroon in de basis veranderen, de „laad"-gatenstromen. Men ziet dat niet alleen over de emissorbarrière zo'n laadgatenstroom vloeit, maar ook over de collectorbarrière. Een eenvoudige berekening leert dat er een toestand mogelijk is waarbij de gebogen lijn tijdens de beweging van de rechte niet van vorm verandert en dat daarbij de hellingen bij emissor en collector van de gebogen lijn zich verhouden als 2 : 1. De laadgatenstroom van de diffusiecapaciteit komt derhalve voor twee derde over de emissorbarrière en voor één derde over de collectorbarrière.

Ter afleiding van de genoemde verhouding 2 : 1 voeren we de plaatscoördinaat x in, met $x = 0$ bij de collector C, en beschouwen een plakje ter dikte dx met een doorsnede gelijk aan de eenheid van oppervlakte (*fig. 11*). Het gearceerde strookje stelt dan de gateninhoud van het plakje voor. Uit de voorwaarde dat wat er in dit plakje aan gaten meer in- dan uitstroomt, de toeneming van de gatenconcentratie p voorstelt, volgt de partiële differentiaalvergelijking:

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial p}{\partial t}.$$

Bij een situatie als ondersteld in fig. 10, kan de concentratie bij de emissor worden voorgesteld door vt, terwijl zij op een willekeurige plaats x wordt voorgesteld door $p = \Delta p + \frac{x}{w} vt$, als Δp de afwijking van het lineaire verloop voorstelt. (In fig. 11 is Δp negatief.) Na invulling van deze uitdrukking in de differentiaalvergelijking voor p vindt men voor Δp de differentiaalvergelijking:

$$D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} = \frac{v}{w} x + \frac{\partial \Delta p}{\partial t}.$$

Om de oplossing te vinden voor een onveranderlijke vorm van de kromme EC, stellen we $\partial \Delta p/\partial t = 0$. Tweemalige integratie en invulling van de randvoorwaarden ($\Delta p = 0$ voor $x = 0$ en voor $x = w$) levert dan de gezochte oplossing:

$$\Delta p = \frac{vw^2}{6D_p}\left[\left(\frac{x}{w}\right)^3 - \frac{x}{w}\right].$$

Door differentiatie naar x vindt men de helling van de kromme als functie van x. Bij de emissor ($x = w$) blijkt deze helling $2vw/6D_p$ te bedragen, en bij de collector ($x = 0$) is zij $-vw/6D_p$. Afgezien van het teken is dus de helling bij de emissor inderdaad twee keer zo groot als bij de collector.

De partiële differentiaalvergelijking voor p kan ook op de gebruikelijke wijze worden opgelost voor het geval dat de gatenconcentratie p bij de emissor niet eenparig in één richting verandert, doch bestaat uit een constante waarde waarop een sinusvormige fluctuatie is gesuperponeerd, terwijl p bij de collector op nul is gefixeerd. Uit deze oplossing volgen de gestreept getekende frequentieschalen in fig. 13 en de gestreept getekende kromme voor a_i in fig. 15.

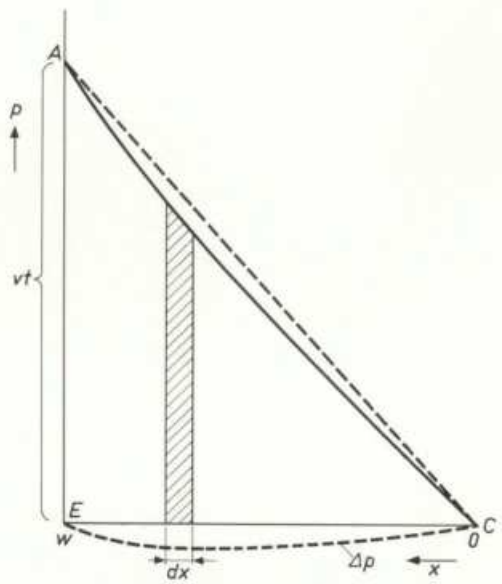


Fig. 11. Bij de afleiding van de verhouding 2 : 1 der hellingen bij emissor en collector van de kromme Δp als functie van de plaats x.

We keren terug tot het geval dat punt A oscilleert als gevolg van een op de emissorgelijkspanning $V_{EB'}$ gesuperponeerde kleine wisselspanning $v_{EB'} = \hat{v}_{EB'} \cos \omega t$. Algehele verwaarlozing van de frequentie komt neer op de onderstelling dat de gatenconcentratielijn op ieder ogenblik beantwoordt aan een stationaire toestand (dit zou betekenen dat hij voortdurend recht is). Deze onderstelling lag ten grondslag aan de transistortheorie zoals deze in het in noot [1]) genoemde artikel is behandeld. Een betere

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

benadering, waarbij enige belangrijke aspecten van de frequentie-invloed zich reeds kenbaar maken, wordt verkregen als men onderstelt dat het gatenpatroon op ieder ogenblik is aangepast bij de momentele snelheid van punt A. De concentratielijn is dan recht op tijdstippen dat A zich in een der uiterste standen A_1 of A_2 bevindt (*fig. 12*), want dan is de snelheid van A nul. Men kan het gatenconcentratiepatroon opvatten als de superpositie van een rechte die om het punt C oscilleert tussen de uiterste standen I en II, en een kromme die bij emissor en

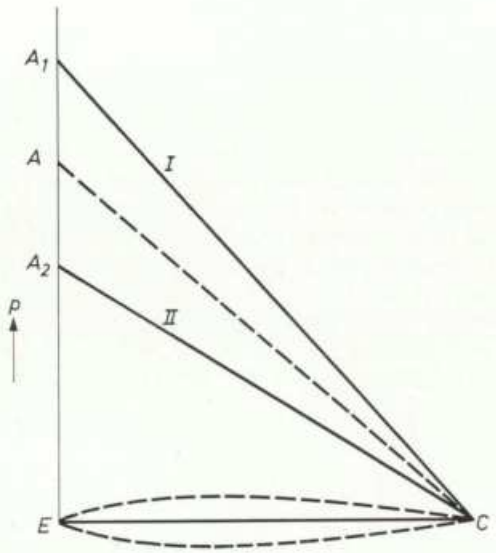


Fig. 12. Voert het punt A een langzame oscillatie uit, dan kan men het gatenconcentratiepatroon opvatten als superpositie van een rechte AC die oscilleert om het vaste punt C en een kromme EC die oscilleert als een staande golf. De uiterste standen van EC beantwoorden aan de middenstand van AC (streeplijnen).

collector de nullijn snijdt, en die tussen zijn twee uiterste standen oscilleert op de manier van een staande golf. Op ogenblikken dat de rechte stilstaat, d.w.z. een der uiterste standen I of II inneemt, verandert de gateninhoud van de basis niet, en moet de kromme dus samenvallen met de nullijn. We zullen nagaan welke wisselstromen met de oscillaties van de rechte en de kromme verbonden zijn, en deze stromen uitzetten in een vectordiagram (*fig. 13*), dat betrekking heeft op de zg. intrinsieke transistor. Hiermee wordt bedoeld dat de stromen samenhangen met het concentratiepatroon buiten de barrières, terwijl de spanningen de zuivere barrièrespanningen zijn, dus gerekend tussen de grensvlakken van de barrières.

Met de oscillatie van de rechte AC correspondeert een transitowisselstroom van gaten, i_t. De amplitude hiervan kan men afleiden uit formule (3), die de gatenstroom I_t door de basis voorstelt in het geval van een rechtlijnig concentratieverloop. Invulling in (3) van de uitdrukking (1b) voor $p(2)$ — waarin thans $V_u = V_{EB'}$ — levert de instelgelijkstroom:

$$I_t = O\frac{qD_p}{w} p_{N0}\, e^{qV_{EB'}/kT}.$$

Een kleine verandering $v_{EB'}$ van $V_{EB'}$ veroorzaakt een stroomverandering $i_t = (dI_t/dV_{EB'})v_{EB'}$. Uitvoering van de differentiatie — waarbij wordt verwaarloosd dat ook w enigszins afhangt van $V_{EB'}$ doordat de barrièredikte dit doet (fig. 8) — levert:

$$\hat{i}_t = \hat{v}_{EB'}/R_0, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

waarin:

$$R_0 = \frac{kT}{qI_t}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

R_0 is de bekende differentiaalweerstand bij frequentie nul van een P-N-overgang. Doordat stromen positief worden gerekend als zij naar de transistor toe zijn gericht (fig. 9*a*), zijn de bijdragen die i_t levert tot de emissor- en de collectorstroom resp. in faze en in tegenfaze met de wisselspanning $v_{EB'}$ over de emissorbarrière (fig. 13).

Met de oscillatie van de kromme EC (fig. 12) corresponderen door gaten gedragen laadwisselstromen i_{stE} bij de emissor en i_{stC} bij de collector (index st van „storage"). Deze twee laadstromen bereiken hun naar de transistor toe gerichte maxima op de ogenblikken dat de gateninhoud van de basis het snelst toeneemt. Dit is wanneer de rechte AC met maximale snelheid omhoog draait, dus als $v_{EB'}$ van negatief naar positief door nul gaat: i_{stE} en i_{stC} zijn derhalve 90° in faze voor bij $v_{EB'}$.

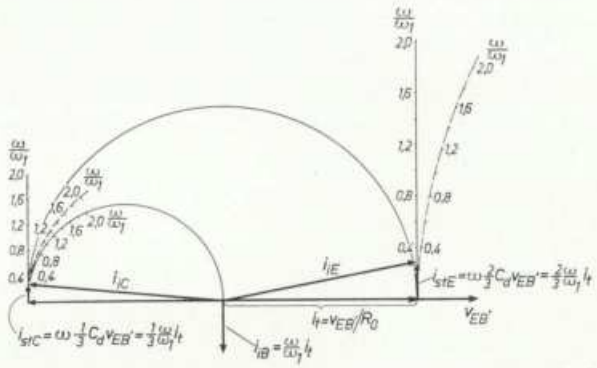


Fig. 13. Vectordiagram van de „intrinsieke" transistor als de keerspanning over de collectorbarrière constant wordt gehouden, terwijl op de doorlaatspanning over de emissorbarrière de wisselspanning $v_{EB'}$ is gesuperponeerd. Volgens de vereenvoudigde voorstelling die we ons in fig. 12 hebben gemaakt van het periodiek wisselende concentratiepatroon in de basis, schuiven de uiteinden van de vectoren i_{iE} en i_{iC} voor de emissor- en de collectorstroom bij toenemende frequentie omhoog langs de van frequentieschalen voorziene verticale lijnen ($\omega_1 = 1/R_0C_d$ is een karakteristieke frequentie); de strenge mathematische behandeling leert dat deze uiteinden in feite langs de gestreept getrokken krommen bewegen. De schaal langs de kleinste der twee halve cirkels heeft betrekking op een benadering waarbij collectorstroom door de uitdrukking $i_{iC} = -v_{EB'}/R_0(1+j\omega/3\omega_1)$ wordt voorgesteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Om i_{stE} en i_{stC} in fig. 13 te kunnen uitzetten, moeten ook de amplitudes bekend zijn. Deze volgen uit de voorwaarde dat deze twee stromen — die zich, zoals vermeld, verhouden als 2 : 1 — samen de wisselcomponent ΔQ van de positieve lading in de basis moeten leveren. Volgens de definitie van de diffusiecapaciteit C_d op blz. 40 is $\Delta Q = C_d \hat{v}_{EB'} \cos \omega t$. (Hierbij is verwaarloosd dat de concentratielijn niet steeds exact recht is.) Om ΔQ te leveren, is een gatenwisselstroom $d\Delta Q/dt = \omega C_d \hat{v}_{EB'} \sin \omega t$ nodig. De stromen uit emissor en collector die aan het laden van de diffusiecapaciteit beantwoorden, hebben dus resp. de amplitudes $\frac{2}{3}\omega C_d \hat{v}_{EB'}$ en $\frac{1}{3}\omega C_d \hat{v}_{EB'}$.

Het is overzichtelijk de amplitudes van de stromen die betrekking hebben op de intrinsieke transistor uit te drukken in de amplitude $\hat{i}_t$ van de transitowisselstroom. Men krijgt dan:

$$\hat{i}_{stE} = \tfrac{2}{3} \frac{\omega}{\omega_1} \hat{i}_t \quad \text{en} \quad \hat{i}_{stC} = \tfrac{1}{3} \frac{\omega}{\omega_1} \hat{i}_t ,$$

waarin (zie ook 9, 10 en 4):

$$\omega_1 = 1/R_0 C_d = 2D_p/w^2 . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

ω_1 is blijkbaar een karakteristieke frequentie voor de intrinsieke transistor.

De gaten zijn hiermee volledig bekeken en we vestigen vervolgens onze aandacht op de elektronen. Een blik op fig. 4*a* leert dat over de collectorbarrière geen elektronenwisselstroom vloeit. De elektronenstroom over de emissorbarrière hebben we verwaarloosbaar klein ondersteld (blz. 39). De intrinsieke emissor- en collectorwisselstromen i_{iE} en i_{iC} zijn dus in het vectordiagram reeds volledig vertegenwoordigd; ze bestaan geheel uit gaten. De elektronen moeten de basisstroom i_{iB} van de intrinsieke transistor leveren. Deze stroom moet zodanig zijn dat de vectorsom van emissor-, collector- en basisstroom op ieder ogenblik nul is. Hieruit volgt dat i_{iB} gelijk maar tegengesteld is aan $i_{stE} + i_{stC}$. Het vectordiagram (fig. 13) is hiermee compleet.

Om te laten zien in hoeverre de vereenvoudigde voorstelling dat het concentratiepatroon op ieder ogenblik aangepast zou zijn bij de momentele snelheid waarmee de concentratie bij de emissor verandert, de exacte theorie benadert, is in fig. 13 tevens aangegeven hoe i_{iE} en i_{iC} als functie van de frequentie veranderen volgens de strenge mathematische behandeling van het periodiek veranderende gatenpatroon in de basis. De merite van de vereenvoudigde voorstelling is dat er duidelijk uit wordt waardoor de lading voor de diffusiecapaciteit slechts voor twee derde over de emissorbarrière komt, en niet geheel. Wat de amplitude van de collectorstroom i_{iC} betreft, geeft ze echter een verkeerd beeld: uit fig. 13 blijkt dat deze amplitude — bij constante amplitude van $v_{EB'}$ — volgens de vereenvoudigde voorstelling toeneemt met de frequentie, terwijl ze volgens de exacte theorie juist afneemt. De oorzaak is dat de vereenvoudigde voorstelling geen rekening houdt met de vertraging waarmee concentratieveranderingen bij de emissor zich bij de collector voelbaar maken (vgl. fig. 7).

Basisschakeling bij kortgesloten uitgang

In *fig. 14* is binnen de met streeplijnen getekende rechthoek een schakelschema getekend waarvan stromen en spanningen, voor niet te hoge frequenties, door het vectordiagram van fig. 13 worden beschreven. Het schema kan dus dienst doen als vervangschema voor de intrinsieke transistor. Als uitwendig element is de condensator $C_{EB'}$ toegevoegd, die de barrièrecapaciteit van de emissorbarrière vertegenwoordigt. Het complete schema is een vervangschema voor een transistor in de schakeling volgens fig. 9*a*, dus in de schakeling met gemeenschappelijke basis (kortheidshalve basisschakeling te noemen) bij voor wisselstroom kortgesloten uitgang. De invloed van de frequentie komt tot uiting

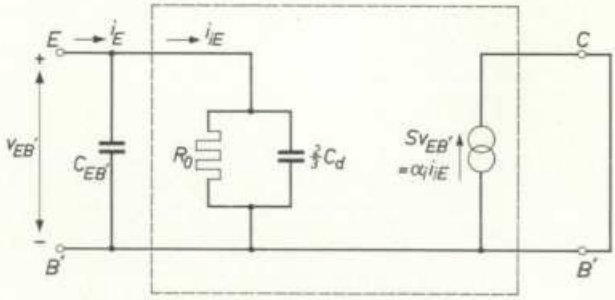


Fig. 14. Wisselstroomvervangschema voor een transistor in basisschakeling bij kortgesloten uitgang. Het gedeelte binnen de streeplijnen heeft betrekking op de intrinsieke transistor en is gebaseerd op het vectordiagram van fig. 13.

in de condensatoren $\frac{2}{3} C_d$ en $C_{EB'}$ aan de ingangszijde, en in een complexe waarde voor de sterkte van de stroombron aan de uitgangszijde. Doordat de lading voor de diffusiecapaciteit slechts voor twee derde over de emissorbarrière wordt aan- en afgevoerd, vindt men slechts twee derde van C_d aan de ingangszijde; de rest is in de complexe sterkte van de stroombron verdisconteerd. Deze sterkte kan door middel van de (complexe) steilheid S worden uitgedrukt in de ingangsspanning $v_{EB'}$. Een eenvoudige uitdrukking voor S, waarmee het exact berekende gedrag van de transistor tot ca. de karakteristieke frequentie ω_1 goed benaderd wordt, is:

$$S = \frac{1}{R_0 \left(1 + \mathrm{j} \frac{\omega}{3\omega_1}\right)} .$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Aan deze uitdrukking beantwoordt namelijk een vector i_{iC} waarvan het uiteinde op de kleinste der in fig. 13 getekende halve cirkels ligt.

De sterkte van de stroombron kan natuurlijk ook door middel van de stroomversterkingsfactor van de intrinsieke transistor uitgedrukt worden in de ingangsstroom i_{iE} van deze transistor[13]). Om in te zien dat de eigenschappen van een transistor bij toenemende frequentie minder goed worden, letten we op deze stroomversterkingsfactor: $\alpha_i = -i_{iC}/i_{iE}$. Tussen de bewuste stromen bestaat een fazeverschil dat afhangt van de frequentie (zie fig. 13); α_i is derhalve complex. In *fig. 15* is uitgezet hoe α_i als functie van de frequentie verandert. Ook in deze figuur zijn de krommen getekend die beantwoorden aan onze vereenvoudigde voorstelling en aan de strenge mathematische behandeling. Men ziet dat de vereenvoudigde voorstelling de afnemende modulus, maar vooral het argument van α_i redelijk weergeeft zolang ω kleiner is dan ω_1. De afneming van de modulus van α_i bij toenemende frequentie is een van de oorzaken waardoor de versterking met toenemende frequentie achteruitgaat. Om deze oorzaak te bestrijden, moet men blijkbaar de karakteristieke frequentie $\omega_1 = 2D_p/w^2$ (zie 11) groot maken, d.w.z. de diffusieconstante moet groot zijn en de basisdikte klein.

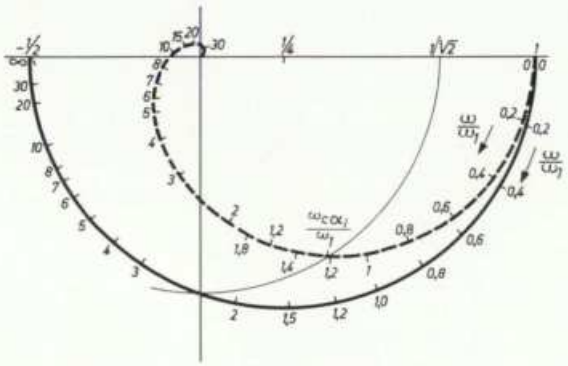


Fig. 15. Meetkundige plaats van de punten die in het complexe vlak de stroomversterkingsfactor α_i van de intrinsieke transistor (eigenlijk de transportfactor β van de basis[13])) representeren als de frequentie van 0 tot ∞ toeneemt. ω_1 ($= 2D_p/w^2$, zie formule 11) is een karakteristieke frequentie. De halve cirkel beantwoordt aan onze vereenvoudigde voorstelling dat het concentratiepatroon in de basis steeds aangepast is bij de momentele snelheid waarmee de concentratie bij de emissor verandert. Voor niet te grote waarden van ω/ω_1 is deze kromme een redelijke benadering van de gestreept getekende spiraal om de oorsprong (in formule: $\alpha_i = \operatorname{sech} \sqrt{2j\omega/\omega_1}$), die beantwoordt aan de exacte oplossing van de differentiaalvergelijking voor de diffusie van gaten door de basis. $\omega_{c\alpha_i}$ is de afsnijhoekfrequentie voor α_i, d.w.z. de hoekfrequentie waarbij α_i een factor $\sqrt{2}$ in grootte is gedaald.

[13]) Het zou correcter zijn hier niet te spreken van de stroomversterkingsfactor α_i, maar van de transportfactor β van de basis. Bij frequentie nul is β reëel en is dan identiek met wat we „basisrendement" hebben genoemd op blz. 207 van het in noot [1]) aangehaalde artikel. Als we onderstellen dat de emissorstroom uitsluitend uit gaten bestaat, is $\beta = \alpha_i$.

N-P-N-transistors zijn wat dit betreft in het voordeel vergeleken met *P-N-P*-transistors, want in germanium is de diffusieconstante voor elektronen ongeveer twee keer zo groot als die voor gaten. Verkleining van de basisdikte w is nochtans het belangrijkste middel om ω_1 op te voeren.

Afsnijfrequentie van de intrinsieke stroomversterkingsfactor bij basisschakeling

Men karakteriseert het frequentiegedrag van de stroomversterkingsfactor veelal door middel van de zg. afsnijfrequentie. Deze wordt gedefinieerd als de frequentie waarbij de stroomversterkingsfactor tot $1/\sqrt{2}$ van de waarde bij frequentie nul is gedaald. Uit fig. 15 is te zien dat voor de afsnij(hoek)frequentie $\omega_{c\alpha_i}$ (index c van „cut-off") van de intrinsieke stroomversterkingsfactor α_i geldt:

$$\omega_{c\alpha_i} = 1{,}21\,\omega_1 . \quad . . . . . \quad (12)$$

De afsnijfrequentie van α_i is, op de factor 1,21 na, gelijk aan de karakteristieke frequentie ω_1, en zo men wil kan men dus in plaats van ω_1 ook $\omega_{c\alpha_i}$ als karakteristieke frequentie gebruiken.

De naam afsnijfrequentie kan misleidend werken daar hij suggereert dat de transistor boven deze frequentie niet, en eronder wel kan versterken. Dit hoeft echter niet het geval te zijn. Voor het gedrag van een transistor is immers niet alleen de stroomversterkingsfactor bepalend; ook andere transistorparameters zijn hiervoor van belang. $\omega_{c\alpha_i}$ is dan ook de afsnijfrequentie van α_i, n i e t van de transistor.

Emissorbarrière kortgesloten voor wisselstroom

We nemen vervolgens het complementaire geval onder de loep, nl. dat de doorlaatspanning over de emissorbarrière constant wordt gehouden — deze barrière is dus voor wisselstroom kortgesloten —, terwijl op de gelijkspanning over de collectorbarrière een kleine wisselspanning v_{CB} is gesuperponeerd (*fig. 16a*). Voor de concentratielijnen in de basis betekent dit dat de eindpunten A en A' gefixeerd zijn (fig. 16*b*), terwijl de eindpunten C en C' een horizontale oscillatie uitvoeren, daar de barrièredikte afhangt van de spanning (zie fig. 8). Strikt genomen voeren C en C' ook een verticale oscillatie uit, maar als er een flinke keerspanning over de collectorbarrière staat, is deze vewaarloosbaar ten opzichte van de horizontale oscillatie, juist omgekeerd dus als bij de oscillatie van A en A' in fig. 9*b*.

Het geval vertoont veel overeenkomst met het voorgaande: ook nu oscilleren de concentratielijnen om vaste eindpunten en vertonen gaten- en elektroneninhoud van de basis onderling gelijke perio-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dieke variaties, voorgesteld door de gearceerde driehoeken in fig. 16*b*. Er is weer een doorgaande stroom (of transitostroom) in faze met de spanning $v_{CB'}$, terwijl een diffusiecapaciteit aanleiding geeft tot het vloeien van laadstromen over de twee barrières.

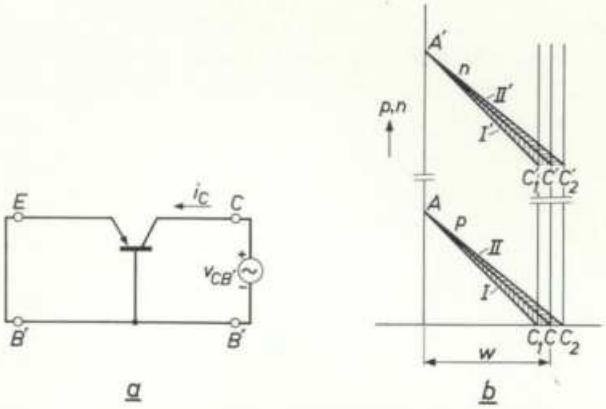


Fig. 16. *a*) Het complementaire geval van fig. 9*a*; de emissorbarrière is voor wisselstroom kortgesloten; op de instelgelijkspanning over de collectorbarrière is een wisselspanning $v_{CB'}$ gesuperponeerd.
b) Het bijbehorende concentratiepatroon in de basis: de concentratielijnen voor gaten (p) en elektronen (n) oscilleren om de gefixeerde punten A en A' resp. tussen de standen I en II en de standen I' en II'.

Basisschakeling bij kortgesloten ingang

Fig. 16*a* stelt een transistor in basisschakeling bij kortgesloten ingang voor. Uit het voorgaande volgt dat een dergelijke transistor kan worden voorgesteld door een vervangschema (*fig. 17*) dat op dezelfde manier is samengesteld als het schema voor kortgesloten uitgang (fig. 14). In de stroombron, die zich in fig. 17 links bevindt, treft men dezelfde factor α_i aan als in fig. 14 rechts. In fig. 17 bezit de intrinsieke transistor rechts een impedantie die bestaat uit een weerstand waaraan een condensator C_1 parallel staat, die resp. de transitostroom en de laadstroom over de collectorbarrière in rekening brengen. Bovendien moet men weer een condensator toevoegen die de barrièrecapaciteit vertegenwoordigt: de condensator $C_{CB'}$.

Een belangrijk verschilpunt met het vorige geval is dat de weerstand thans een zekere factor μ groter, en de diffusiecapaciteit evenveel kleiner is. Voor legeringstransistors heeft μ de orde van grootte 10^3. De helling van de gatenconcentratielijn is namelijk voor spanningsveranderingen over de collectorbarrière veel minder gevoelig dan voor spanningsveranderingen over de emissorbarrière, en wel μ maal minder (zie het Aanhangsel; formule 20). Het gevolg is dat thans van de condensatoren C_1 en $C_{CB'}$ de laatste overheerst, juist omgekeerd dus als in fig. 14.

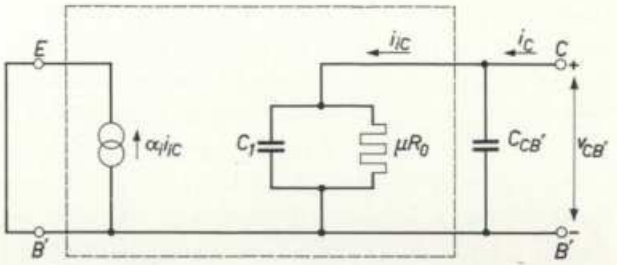


Fig. 17. Vervangschema voor een transistor in basisschakeling bij kortgesloten ingang, opgesteld in analogie met het schema in fig. 14, dat geldt bij kortgesloten uitgang.

Bij groeiende frequentie gaat de capaciteit $C_{CB'}$ van de collectorbarrière in toenemende mate een kortsluiting voor de uitgangsstroom veroorzaken. Wil men het bruikbare frequentiegebied van een transistor uitbreiden, dan zal men dus $C_{CB'}$ klein moeten maken.

Compleet vervangschema bij basisschakeling; de inwendige basisweerstand

In *fig. 18* zijn de figuren 14 en 17 gecombineerd tot een vervangschema voor een transistor in basisschakeling, dat ook geldig is als noch de ingang noch de uitgang is kortgesloten. Tevens is de inwendige basisweerstand $R_{BB'}$ toegevoegd, die in rekening brengt dat de basisstroom op zijn weg in dwarsrichting door het kristal een zekere weerstand ondervindt. In dit schema ziet men dat de span-

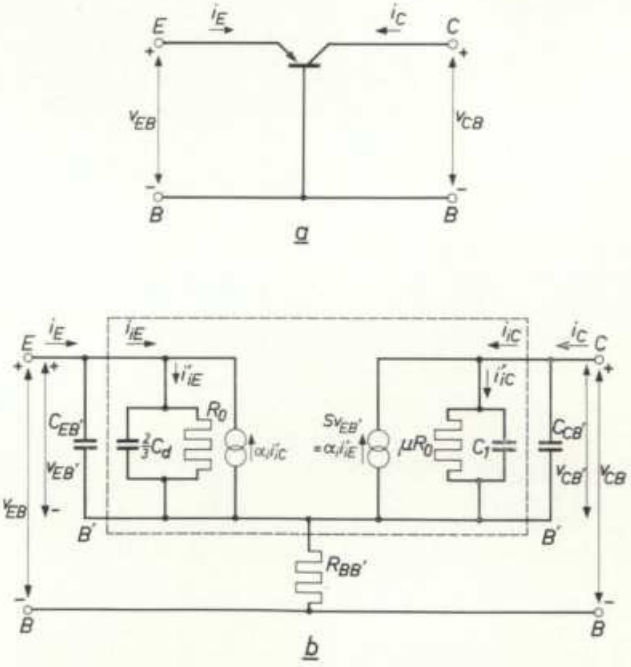


Fig. 18. *a)* Een transistor in basisschakeling.
b) Vervangschema voor (*a*), dat verkregen is door combinatie van de figuren 14 en 17, met gelijktijdige toevoeging van de inwendige basisweerstand $R_{BB'}$. De juistheid van het schema volgt daaruit dat het schema, na nul stellen van $R_{BB'}$, overgaat in fig. 14 of 17 al naar men de uitgang of de ingang kortsluit. Tussen de streeplijnen de intrinsieke transistor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ningen v_{EB} en v_{CB} tussen de transistorklemmen niet identiek zijn met de spanningen $v_{EB'}$ en $v_{CB'}$, die op de intrinsieke transistor betrekking hebben. Bij lage frequenties vloeit door $R_{BB'}$ geen of althans zeer weinig stroom, want dan is de basisstroom zeer klein (fig. 13). Met toenemende frequentie neemt de basisstroom toe; en $R_{BB'}$ brengt dan in toenemende mate een terugkoppeling van de uitgang op de ingang teweeg. Deze terugkoppeling wil men zoveel mogelijk beperken; men moet derhalve streven naar een kleine waarde van $R_{BB'}$.

Compleet vervangschema bij emissorschakeling

Soortgelijke beschouwingen als hierboven gegeven voor een transistor in basisschakeling, kan men ook houden voor een transistor in emissorschakeling. Een complicatie is dat men hierbij het basisverlies bij frequentie nul in rekening moet brengen, welk verlies men bij basisschakeling zonder bezwaar kon verwaarlozen. *Fig. 19* toont de transistor in emissorschakeling, benevens het vervangschema dat men hiervoor op grond van de bedoelde beschouwingen kan opstellen. In dit schema ziet men dat de diffusiecapaciteit C_d thans niet gedeeltelijk, maar geheel tussen de ingangsklemmen staat. Dit komt doordat de basisstroom ingangsstroom is, en alle elektronen die nodig zijn om het concentratiepatroon in de basis te veranderen het basiscontact moeten passeren (zie blz. 45). De elektronen komen dus slechts langs één weg, terwijl de gaten langs twee wegen komen, namelijk over beide barrières. Verder ziet men dat thans $R_{BB'}$ in serie staat met de ingangsimpedantie. Over $R_{BB'}$ komt dus een gedeelte van de ingangsspanning te staan, dat voor de transistorwerking verloren gaat. Hoe hoger de frequentie, des te groter is dit gedeelte, doordat de invloed van C_d (en van $C_{EB'}$ indien deze niet verwaarloosbaar is ten opzichte van C_d) toeneemt. De capaciteit $C_{CB'}$ veroorzaakt thans een inwendige terugkoppeling en heeft dus wat dit betreft, de rol van $R_{BB'}$ bij basisschakeling overgenomen. Bij de emissorschakeling wordt klaarblijkelijk het frequentiegebied beperkt door dezelfde factoren als bij de basisschakeling, maar de ongunstige invloed van $R_{BB'}$ en die van $C_{CB'}$ komen in de twee schakelingen op verschillende wijze tot uiting.

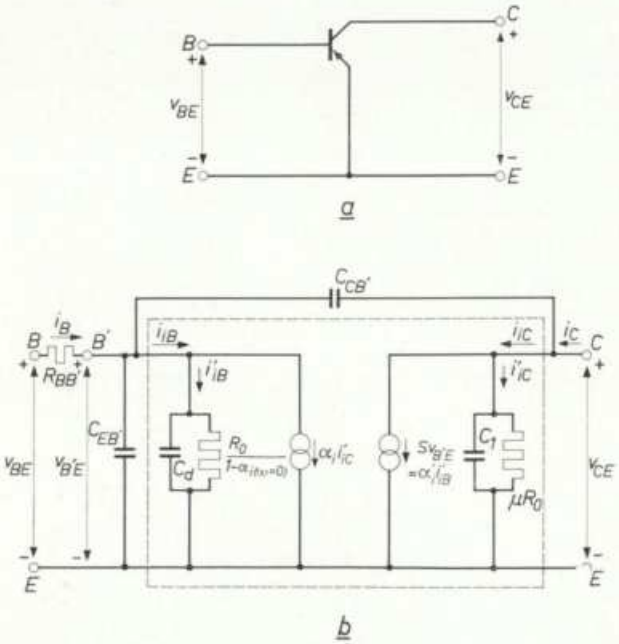


Fig. 19. *a*) Een transistor in emissorschakeling. *b*) Vervangschema voor (*a*).

Emissorschakeling bij kortgesloten uitgang

Als bij een transistor in emissorschakeling de uitgang voor wisselstroom is kortgesloten, en er een wisselspanning op de ingangsklemmen staat, staat deze spanning zowel over de emissor- als over de collectorbarrière (*fig. 20a*). Dit betekent dat het punt C van de gatenconcentratielijn in de basis (fig. 9*b*) niet rigoureus wordt vast gehouden. Zoals op blz. 47 reeds werd aangestipt, is evenwel de invloed van een wisselspanning over de collectorbarrière verwaarloosbaar ten opzichte van de invloed van een even grote wisselspanning over de emissorbarrière (zie ook het Aanhangsel). Daarom mag men ook thans niettemin aannemen dat de punten C en C' van de concentratielijnen gefixeerd zijn. Het vectordiagram voor de intrinsieke transistor in fig. 13 is derhalve ook geldig voor de emissorschakeling bij kortgesloten uitgang. In fig. 20*b* is het vectordiagram uit fig. 13 opnieuw getekend, thans aangepast bij de emissorschakeling: niet $v_{EB'}$ is ingangsspanning, maar $v_{B'E}$ ($= -v_{EB'}$). In verband daarmee is het diagram, wat de stroomvectoren betreft, gespiegeld, zodat rechts en links zijn verwisseld.

We zullen het vectordiagram nog corrigeren voor het basisrendement [19]) alvorens er een vervangschema voor een transistor in emissorschakeling bij kortgesloten uitgang op te baseren. Bij basisschakeling heeft verwaarlozing van het basisverlies (basisrendement 100%) nauwelijks invloed, maar bij emissorschakeling zou het leiden tot oneindig grote waarden van de ingangsimpedantie en van de stroomversterkingsfactor bij frequentie nul. Om dit te vermijden is in fig. 20*c* in rekening gebracht dat — ten gevolge van het basisverlies — bij $\omega=0$ de emissorstroom iets groter is dan $i_t = v_{B'E}/R_0$, terwijl de collectorstroom juist iets kleiner is. Dientengevolge vloeit er bij frequentie nul een zekere basisstroom $i_{iB(\omega=0)} \approx (1 - \alpha_{i(\omega=0)})i_t$ in faze met de ingangsspanning $v_{B'E}$. ($\alpha_{i(\omega=0)}$ is de stroomversterkingsfactor voor de basisschakeling bij $\omega=0$, welke factor, door het basisverlies, iets kleiner is dan 1.) De beweging van de uiteinden der vectoren i_{iE} en i_{iC} bij toenemende frequentie wordt door de correctie nauwelijks beïnvloed. De stroom $i_{iB(\omega=0)}$ is slechts van belang bij lage frequenties ($\omega \ll \omega_1$).

Uit fig. 20*c* volgt *fig. 21* als vervangschema voor een transistor in emissorschakeling bij kortgesloten uitgang. Aan de ingangszijde treft men nu een weerstand $R_0/(1 - \alpha_{i(\omega=0)})$ aan, waaraan de diffusiecapaciteit C_d — thans niet gedeeltelijk, maar volledig — parallel staat. De sterkte van de stroombron kan men uitdrukken in de ingangsspanning $v_{B'E}$ door middel van de steilheid S. De steilheid heeft dezelfde waarde als in het schema van fig. 14 voor de basisschakeling, want het gaat — afgezien van tekens — om dezelfde uitgangsstroom en dezelfde ingangsspanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

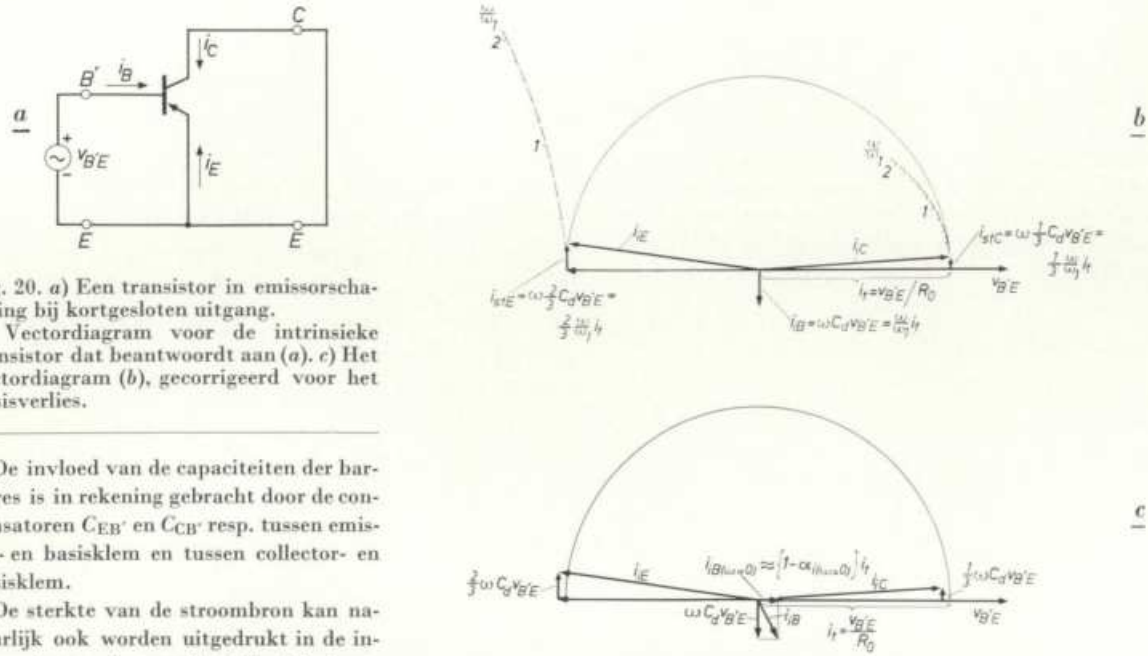


Fig. 20. *a*) Een transistor in emissorschakeling bij kortgesloten uitgang. *b*) Vectordiagram voor de intrinsieke transistor dat beantwoordt aan (*a*). *c*) Het vectordiagram (*b*), gecorrigeerd voor het basisverlies.

De invloed van de capaciteiten der barrières is in rekening gebracht door de condensatoren $C_{EB'}$ en $C_{CB'}$ resp. tussen emissor- en basisklem en tussen collector- en basisklem.

De sterkte van de stroombron kan natuurlijk ook worden uitgedrukt in de ingangsstroom i_{iB} van de intrinsieke transistor, dus als $\alpha_i' i_{iB}$. De stroomversterkingsfactor α_i' is voorzien van een accent om hem te onderscheiden van de stroomversterkingsfactor α_i bij basisschakeling. Uit de voorwaarde dat de vectoriële som van basis-, emissor- en collectorstroom nul is, volgt $i_{iB} = -i_{iE} - i_{iC}$. Na deling door i_{iC} vindt men hieruit $1/\alpha_i' = (1/\alpha_i) - 1$, dus $\alpha_i' = \alpha_i/(1 - \alpha_i)$. Deze bekende formule blijft dus ook bij complexe waarden geldig.

Afsnijfrequentie van de intrinsieke stroomversterkingsfactor bij emissorschakeling

Ook voor de stroomversterkingsfactor bij emissorschakeling α_i' kan men een afsnijfrequentie $\omega_{e\alpha_i'}$ definiëren als de frequentie waarbij de modulus van deze factor een factor $\sqrt{2}$ is afgenomen. Zoals we zullen laten zien, bestaat tussen $\omega_{e\alpha_i'}$ en $\omega_{e\alpha_i}$ de eenvoudige relatie:

$$\omega_{e\alpha_i'} = \omega_{e\alpha_i}/1{,}21\alpha'_{i(\omega=0)} = \omega_1/\alpha'_{i(\omega=0)} . \quad . \quad . \quad (13)$$

Daar $\alpha'_{i(\omega=0)}$ voor een goede transistor veel groter is dan 1, volgt hieruit dat $\omega_{e\alpha_i'}$ veel kleiner is dan $\omega_{e\alpha_i}$. Men mag hieruit echter niet de conclusie trekken dat een transistor in basisschakeling tot veel hogere frequenties kan worden gebruikt dan dezelfde transistor in emissorschakeling. Alvorens dit nader toe te lichten, leiden we eerst de genoemde relatie af met behulp van *fig.* 22. Hierin zijn emissor-, basis- en collectorstroom van de intrinsieke transistor (vgl. fig. 20*c*) als gesloten vectordriehoek getekend. Gekozen is de situatie waarbij de vector i_{iB} een hoek van 45° maakt met de ingangsspanning $v_{B'E}$. Deze situatie beantwoordt aan een frequentie waarbij i_{iB} een factor $\sqrt{2}$ groter is dan $i_{iB(\omega=0)}$, de waarde bij $\omega = 0$. Daar i_{iC} wat amplitude betreft nog nauwelijks afwijkt van de waarde bij $\omega = 0$, is α_i' ($= i_{iC}/i_{iB}$) juist een factor $\sqrt{2}$ kleiner dan bij $\omega = 0$. Fig. 22 heeft derhalve betrekking op de situatie bij de afsnijfrequentie $\omega_{e\alpha_i'}$ van α_i'. Gelijkstelling van de rechthoekszijden van het vet getekende driehoekje in fig. 22 levert: $\omega_{e\alpha_i'} = \omega_1/\alpha'_{i(\omega=0)}$, waaruit met (12) de relatie (13) volgt.

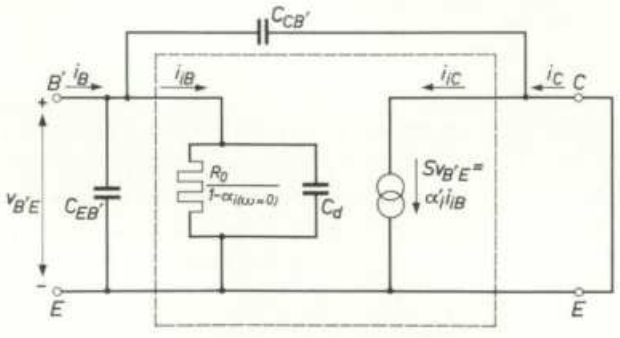


Fig. 21. Vervangschema voor een transistor in emissorschakeling bij kortgesloten uitgang. Het gedeelte tussen de streeplijnen heeft weer betrekking op de intrinsieke transistor en is gebaseerd op het vectordiagram in fig. 20*c*. Tussen de (complexe) stroomversterkingsfactoren α_i' en α_i van de intrinsieke transistor in resp. emissor- en in basisschakeling bestaat de relatie $\alpha_i' = \alpha_i/(1 - \alpha_i)$.

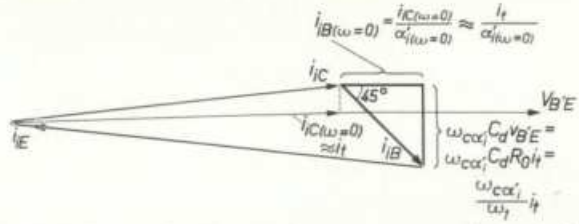


Fig. 22. Collector-, basis- en emissorstroom van de intrinsieke transistor in emissorschakeling bij kortgesloten uitgang (vgl. fig. 20*c*), getekend als gesloten vectordriehoek. De getekende situatie, waarbij de vector i_{iB} een hoek van 45° maakt met de ingangsspanning $v_{B'E}$, beantwoordt aan de afsnijhoekfrequentie $\omega_{e\alpha_i'}$ van de stroomversterkingsfactor α_i'.

Uit (13) is te zien dat in $\omega_{e\alpha_i'}$ twee karakteristieke transistorgrootheden gecombineerd zijn — nl. ω_1 en $\alpha'_{i(\omega=0)}$ — die nauwelijks verband met elkaar vertonen. Daardoor is $\omega_{e\alpha_i'}$ zelf niet geschikt om bij beschouwingen over het transistormechanisme gebruikt te worden. $\omega_{e\alpha_i'}$ geeft nauwelijks een indicatie over de merites bij hoge frequenties van een transistor in emissorschakeling. Dit wordt b.v. gedemonstreerd door het extreme — en tevens ideale — geval dat er geen basisverlies is. Dan is $\alpha_i' = \infty$ en volgens (13) is dus $\omega_{e\alpha_i'} = 0$. Dat dit in het geheel niet betekent dat deze transistor in emissorschakeling slechts bij uiterst lage frequenties gebruikt kan worden, ziet men b.v. uit het vectordiagram van fig. 20*b*, dat op dit geval betrekking heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Emissorschakeling bij kortgesloten ingang

De emissorschakeling is identiek met de basisschakeling indien in beide gevallen de ingang is kortgesloten. Fig. 17 is derhalve ook geldig voor de emissorschakeling bij kortgesloten ingang. In *fig. 23* is fig. 17 opnieuw getekend, nu voor de emissorschakeling. Het in fig. 19*b* gegeven vervangschema voor een transistor in emissorschakeling waarbij noch de uitgang, noch de ingang is kortgesloten, is ontstaan door samenvoeging van de figuren 21 en 23 en toevoeging van de inwendige basisweerstand $R_{BB'}$.

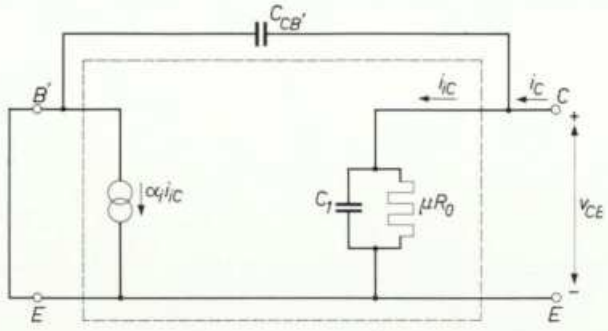


Fig. 23. Vervangschema van een transistor in emissorschakeling bij kortgesloten ingang. Daar transistors in emissor- en basisschakeling bij kortgesloten ingang identiek zijn, is dit schema, hoewel op een andere manier getekend, gelijk aan dat in fig. 17.

De drie factoren die het frequentiegebied beperken.

Samenvattend kunnen we concluderen dat er in hoofdzaak drie factoren zijn die het frequentiegegebied van een transistor beperken: de karakteristieke frequentie ω_1, de capaciteit $C_{CB'}$ van de collectorbarrière, en de inwendige basisweerstand $R_{BB'}$. Voor transistors voor hoge frequenties geldt dat ω_1 groot moet zijn en dat $C_{CB'}$ en $R_{BB'}$ klein moeten zijn. Om ω_1 groot te maken, moet men de basis zeer dun maken. Naarmate men ω_1 opvoert, wordt de diffusiecapaciteit C_d kleiner. Wordt C_d vergelijkbaar met de capaciteit $C_{EB'}$ van de emissorbarrière dan moet men bovendien aandacht gaan besteden aan de reductie van $C_{EB'}$. We zullen laten zien dat de genoemde eisen bij legeringstransistoren tot tegenstrijdigheden leiden. Het blijkt dan dat dit type transistor in principe niet geschikt is voor hoge frequenties.

Principiële ongeschiktheid voor hoge frequenties van legeringstransistors

Bij een legeringstransistor is door de aard van het fabricageproces altijd de evenwichtswaarde van de meerderheidsconcentratie in de basis klein ten opzichte van die in de collector [2]). Dit leidt tot moeilijkheden als men de basis zeer dun wil maken, wat, zoals we gezien hebben, voor een hoogfrequentietransistor noodzakelijk is. Daardoor leent de legeringstransistor zich in principe niet voor gebruik bij hoge frequenties.

Ter toelichting van deze bewering zijn in *fig. 24* soortgelijke grafieken getekend als in fig. 8, maar beantwoordend aan de situatie in de collectorbarrière van een *P-N-P*-legeringstransistor. In werkelijkheid is de donorconcentratie c_{don} in de basis nog veel kleiner in vergelijking met de acceptorconcentratie c_{acc} in de collector dan in fig. 24 is aangenomen. Gangbare waarden zijn b.v. $c_{don} = 10^{20}$ m^{-3} en $c_{acc} = 10^{24}$ m^{-3}. Men ziet dat de totale dikte d van de barrière vrijwel gelijk is aan de afstand d_N waarover de barrière zich in het basismateriaal uitstrekt.

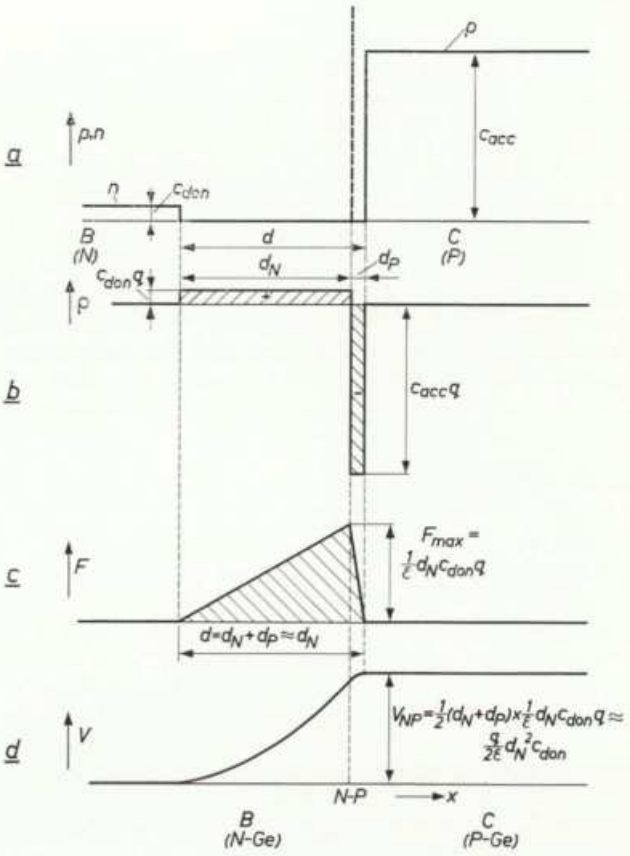


Fig. 24. De collectorbarrière bij een *P-N-P*-legeringstransistor; vgl. fig. 8.

In de formules (7) en (8) voor de barrièredikte d en de barrièrecapaciteit C_d mag men nu c_{don} verwaarlozen ten opzichte van c_{acc}. Neemt men bovendien in aanmerking dat de totale spanning V_{NP} tussen *N*- en *P*-gebied bestaat uit de som van de diffusiespanning V_0 en de keerspanning $V_{B'C}$, dan vindt men:

$$d \approx d_N = \sqrt{2\varepsilon/qc_{don}} \sqrt{V_0 + V_{B'C}} \qquad (14)$$

en

$$C_{CB'} = \frac{O\sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon q c_{don}}}{\sqrt{V_0 + V_{B'C}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Om een groot bruikbaar frequentiegebied te krijgen, moet $C_{CB'}$ klein zijn. Volgens formule (15) is het daarvoor gunstig zowel de barrièreoppervlakte O als de donorconcentratie c_{don} in de basis klein te maken, maar de instelkeerspanning $V_{B'C}$ groot. (V_0 neemt enigszins toe en af met c_{don}, maar slechts zo weinig dat V_0 hier als constante mag worden opgevat.)

Een kleine waarde van O wil zeggen: geringe dwarsafmetingen. Daar ook de basisdikte w klein moet zijn (met het oog op een hoge karakteristieke frequentie ω_1), zien we dat hoogfrequentietransistors geringe afmetingen moeten hebben, althans wat het actieve transistorgedeelte aangaat.

Opvoering van de instelkeerspanning $V_{B'C}$ is niet onbeperkt mogelijk. In fig. 24*c* is te zien dat de maximale veldsterkte F_{max} in de barrière de waarde $qc_{don}\, d_N/\varepsilon$ heeft. Met formule (14) voor d_N vindt men:

$$F_{max} = \sqrt{2q/\varepsilon}\ \sqrt{(V_0 + V_{B'C})c_{don}}. \quad . \quad (16)$$

F_{max} neemt dus toe als $V_{B'C}$ toeneemt. Men kan globaal stellen dat als F_{max} een zekere kritieke waarde F_{cr} overschrijdt, doorslag van de barrière kan optreden, d.w.z. dat de stroom plotseling sterk toeneemt met de spanning. Voor de keerspanning waarbij dit effect zich voordoet, de zg. doorslagspanning V_{br} (index br van „breakdown") volgt uit (16):

$$V_{br} = \frac{\varepsilon F_{cr}^2}{2qc_{don}} - V_0. \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Hieruit volgt dat de doorslagspanning V_{br} hoger is naarmate c_{don} kleiner is.

Daar c_{don} gelijk is aan de meerderheidsconcentratie in de basis, en de meerderheidsconcentratie in hoofdzaak de soortelijke weerstand bepaalt (een kleine meerderheidsconcentratie betekent een grote soortelijke weerstand), hebben we thans reeds twee redenen ontdekt om de soortelijke weerstand ϱ_B van het basismateriaal groot te kiezen (b.v. ca 1 ohmcm), nl. 1) voor een kleine capaciteit van de collectorbarrière en 2) voor een grote doorslagspanning van deze barrière.

Volledigheidshalve noemen we nog een derde reden om ϱ_B groot te maken, namelijk om het emissorrendement dicht bij 100% te brengen. Hiervoor is het namelijk nodig dat ϱ_B groot is ten opzichte van de soortelijke weerstand ϱ_E van het emissormateriaal [10]). Aan deze voorwaarde kan men dus ook voldoen door ϱ_E klein te maken, en dit blijkt in de praktijk meestal mogelijk te zijn.

Er zijn ook drie redenen waarom men moet streven naar een kleine waarde van ϱ_B (dus grote c_{don}). De eerste is — zoals vanzelf spreekt — het verlangen naar een kleine inwendige basisweerstand $R_{BB'}$. Bij transistors voor hoge frequenties moet men de basisdikte w zeer gering maken met het oog op een voldoend hoge karakteristieke frequentie ω_1. Daar de basisstroom een meerderheidsstroom is die in de dwarsrichting door de basis vloeit, is een dunne basis ongunstig voor de inwendige basisweerstand. Om deze binnen de perken te houden, wil men ϱ_B niet te groot maken.

De tweede reden om ϱ_B klein te maken is dat de afstand d_N waarover de collectorbarrière zich voor een gegeven keerspanning in het basismateriaal uitstrekt, groter is naarmate ϱ_B groter is. Bij hoogfrequentietransistors met hun geringe basisdikte bestaat al gauw het gevaar dat de collectorbarrière de emissorbarrière raakt — zg. doorstoting; Engels „punch-through" — waarbij de basis geheel verdwijnt. Uit formule (14) blijkt dat d_N omgekeerd evenredig is met $\sqrt{c_{don}}$. Door c_{don} groot (dus ϱ_B klein) te maken, beperkt men dus het gevaar van doorstoting.

De derde reden is het Early-effect, dat is de ongewenste terugwerking van de uitgang op de ingang, welke terugwerking eveneens het gevolg is van het feit dat d_N afhangt van de keerspanning. Juist als de basis zeer dun is, worden periodieke veranderingen van d_N belangrijk (vgl. fig. 16*b*).

De tegenstrijdige verlangens ten aanzien van de soortelijke weerstand ϱ_B van het basismateriaal (samengevat in de *tabel*) maken een compromis noodzakelijk, maar ook bij het gunstigste compromis komt het bruikbare frequentiegebied niet boven ca. 10 MHz. Daardoor is een legeringstransistor principieel ongeschikt voor hoge frequenties. Als

Samenvatting van de tegenstrijdige eisen die men bij een legeringstransistor moet stellen aan de donorconcentratie c_{don} in het basismateriaal, en aan de soortelijke weerstand ϱ_B van dit materiaal, om tot een hoogfrequentietransistor te komen.

	Verlangen	Eisen te stellen ten aanzien van	
		c_{don}	ϱ_B
1	Kleine capaciteit $C_{CB'}$ van de collectorbarrière	klein	groot
2	Hoge doorslagspanning van de collectorbarrière	klein	groot
3	Groot emissorrendement	klein	groot
4	Kleine basisweerstand	groot	klein
5	Weinig gevaar voor doorstoting (punch-through)	groot	klein
6	Weinig terugwerking door het Early-effect	groot	klein

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

praktisch bezwaar komt daar nog bij dat de realisering van de zeer dunne basis die voor hoge frequenties nodig is, op grote technologische bezwaren stuit [14]).

Transistors voor hoge frequenties

Men raakt uit de impasse als men de meerderheidsconcentratie in de basis veel groter maakt dan in de collector, dus juist omgekeerd als bij legeringstransistors het geval is. De soortelijke weerstand ϱ_C van het collectormateriaal is dan veel groter dan ϱ_B. De collectorbarrière strekt zich dan vrijwel alleen uit in het collectormateriaal. De punten 5 en 6 van de tabel vervallen, want dikteveranderingen van de collectorbarrière veroorzaken geen last meer. De in de punten 1 en 2 genoemde verlangens kan men nu vervullen door ϱ_C voldoende groot te kiezen. Slechts ten aanzien van de punten 3 en 4 blijft een tegenstrijdigheid bestaan. Zoals reeds is aangestipt, is hier echter een gunstig compromis mogelijk: door in de emissor een acceptor als gallium of aluminium te gebruiken, kan men aldaar de meerderheidsconcentratie groot maken ten opzichte van die in de basis, ook als de meerderheidsconcentratie in de basis groot genoeg is om een aanvaardbare inwendige basisweerstand $R_{BB'}$ op te leveren.

Moderne P-N-P-transistors voor hoge frequenties worden in principe als volgt gemaakt. Men gaat uit van P-germanium met een zodanige acceptorconcentratie (*fig. 25*) dat het de voor het collectorgebied verlangde meerderheidsconcentratie bezit. Hierin laat men donors diffunderen onder zodanige omstandigheden dat op de juiste diepte in het materiaal een N-P-overgang ontstaat. Dit wordt de collectorovergang. Vervolgens wordt door legering de acceptorconcentratie aan de rand van het kristal over een zekere diepte zover opgevoerd dat hier een N-gebied ontstaat, dat de emissor vormt. Bij de N-P-overgang aan de collectorzijde gaat het donoroverschot van de basis zonder sprong over in het acceptoroverschot van de collector. In de directe omgeving van deze overgang zijn dus het donor- en het acceptoroverschot zeer klein. Dit is gunstig voor het ontstaan van een dikke barrière, en dus voor een kleine barrièrecapaciteit. Het donoroverschot loopt echter veel sneller en veel hoger op dan het acceptoroverschot. Daardoor strekt toch de collectorbarrière zich hoofdzakelijk uit in het collectormateriaal, en worden spanningsveranderingen over deze barrière hoofdzakelijk opgevangen door dikteveranderingen van de ruimteladingslaag in het dit materiaal. De soortelijke weerstand van het basismateriaal is groot bij de collector, maar klein bij de emissor. De inwendige basisweerstand kan daardoor toch betrekkelijk klein zijn.

De inhomogene verdeling van het donoroverschot blijkt tot gunstig gevolg te hebben dat in de basis een elektrisch veld ontstaat dat van emissor naar collector is gericht en dat derhalve de diffusie van de gaten door de basis ondersteunt. Dit veld is het zg. driftveld; transistors waarin zo'n veld aanwezig is, noemt men drifttransistors [15]). Het driftveld verhoogt de karakteristieke frequentie ω_1.

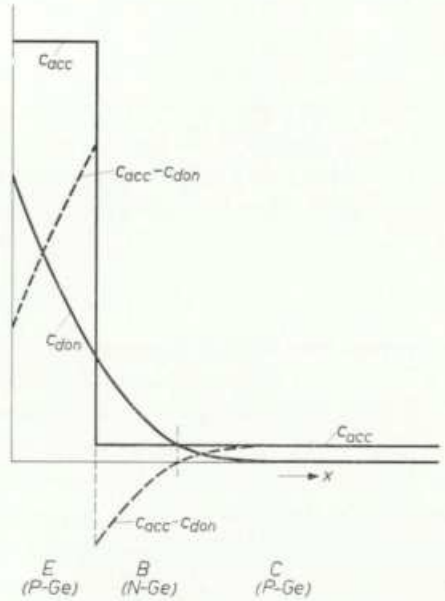


Fig. 25. De concentratieverdelingen van acceptors (c_{acc}) en donors (c_{don}) in een moderne P-N-P-hoogfrequentietransistor (niet op schaal), waarbij de donorconcentratie door diffusie is verkregen. De streeplijn stelt het verschil $c_{acc} - c_{don}$ voor. Al naar de acceptor-, dan wel de donorconcentratie het grootst is, is er een P- of een N-gebied.

Door de basislaag te maken met behulp van diffusie, heeft men de basisdikte van ca. 40 μm — wat voor legeringstransistors normaal is — teruggebracht tot enkele μm, en zelfs tot minder dan 1 μm. Eén van de technieken waarmee dit mogelijk is, is de zg. legeer-diffusietechniek, waarvan het principe is besproken in een recent artikel in dit tijdschrift [2]). Op deze wijze kan men transistors vervaardigen die bij 1000 MHz nog redelijk versterken.

Aanhangsel

Bewijs van de eerste fundamentele stelling

De gatenstroom I^+ bestaat uit een gedeelte I_F^+, geleverd door het veld F, en een gedeelte I_d^+, geleverd door de diffusie. Hetzelfde geldt voor de elektronenstroom I^-, die bestaat uit I_F^- en I_d^-. Deze deelstromen leveren samen de totale stroom I_{tot}:

[14]) Zie voor een nadere bespreking het in noot [2]) genoemde artikel, blz. 232.

[15]) H. Krömer, The drift transistor, Naturwissenschaften **40**, 578-579, 1953. Het principe van de drifttransistor is genoemd in het Britse octrooischrift 769674, berustend op een prioriteitsaanvraag in de Verenigde Staten van Amerika op 16 nov. 1951, ten name van W. G. Pfann.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$I_{tot} = I_F^+ + I_F^- + I_d^+ + I_d^- .$$

Buiten een barrière hebben de concentratielijnen voor meerderheden en minderheden — wegens de aldaar geldende neutraliteitsvoorwaarde — dezelfde vorm, maar zij liggen op geheel verschillende „niveaus" (zie fig. 2). De veldstromen zijn evenredig met de concentraties zelf, maar de diffusiestromen zijn evenredig met de concentratiegradiënten, die voor de twee soorten ladingdragers gelijk zijn. De minderheidsveldstroom is dus zeer klein ten opzichte van de meerderheidsveldstroom, maar de minderheidsdiffusiestroom is van dezelfde orde van grootte als de meerderheidsdiffusiestroom. Hierop berust in wezen onze eerste fundamentele stelling, die luidde: *Bij minderheden die zich, buiten een barrière, in een homogeen P- of N-gebied bevinden, hoeft men alleen rekening te houden met de diffusie.* Het is evenwel niet zo eenvoudig alle gevallen die zich kunnen voordoen, te overzien. Zo zou men op het eerste gezicht kunnen menen dat bij minderheden altijd de veldstroom verwaarloosbaar is ten opzicht van de diffusiestroom. Dit is echter niet waar op plaatsen waar geen concentratiegradiënt bestaat, wat ver van een barrière het geval zal zijn (fig. 2). Daar is immers de diffusiestroom nul en is de minderheidsstroom voor honderd procent een veldstroom. De gehele minderheidsstroom is dan echter verwaarloosbaar.

Een formeel bewijs dat de minderheidsveldstroom altijd verwaarloosbaar is, kan als volgt worden geleverd:

$$I_F^+ = q\mu_p F p \qquad I_d^+ = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$I_F^- = q\mu_n F n \qquad I_d^- = +qD_n \frac{dn}{dx}$$

In deze formules stellen μ_p en μ_n de beweeglijkheid van resp. gaten en elektronen voor. Bepaalt men met behulp van deze formules I_F^+/I_d en I_F^+/I_{tot}, en neemt men in aanmerking dat $dp/dx = dn/dx$ en, voor germanium, $D_n/D_p = \mu_n/\mu_p \approx 2$, dan blijkt dat tussen I_F^+/I_d^+ en I_F^+/I_{tot} de relatie bestaat die door de kromme in *fig. 26* wordt weergegeven. De kromme is een orthogonale hyperbool met de vergelijking:

$$\left(\frac{I_F^+}{I_d^+} - \frac{1}{\frac{2n}{p}+1}\right)\left(\frac{I_F^+}{I_{tot}} - \frac{1}{\frac{2n}{p}+1}\right) = \frac{1}{\left(\frac{2n}{p}+1\right)^2}.$$

In een N-gebied, waar $n \gg p$, is zoals blijkt uit fig. 26, o.p zijn minst één der grootheden $|I_F^+/I_d^+|$ en $|I_F^+/I_{tot}|$ uiterst klein.

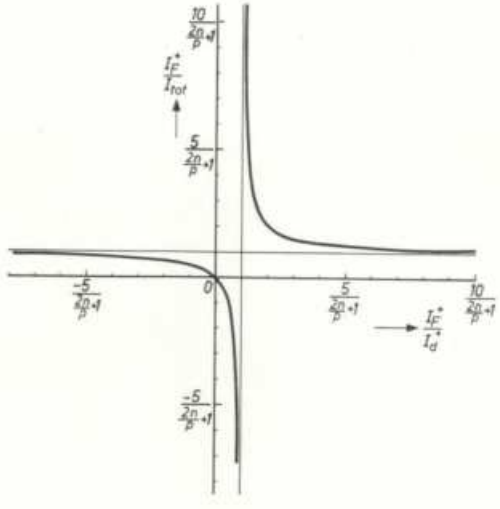


Fig. 26. Grafische toelichting bij de eerste fundamentele stelling.

Een kleine waarde van $|I_F^+/I_d^+|$ betekent dat de invloed van het veld verwaarloosbaar is in vergelijking met die van de diffusie. Is $|I_F^+/I_d^+|$ niet zeer klein, dan is niettemin de veldinvloed toch verwaarloosbaar omdat dan I_F^+ een verwaarloosbare bijdrage levert tot de totale stroom [7]).

De diffusiespanning V_0

Verkeert een P-N-kristal in een toestand van evenwicht, dan hangen volgens de verdelingswet van Boltzmann [16]) de gaten- en de elektronenconcentratie volgens exponentiële functies samen met de potentiaal V, nl.

$$p = p_0\, e^{-qV/kT} \quad \text{en} \quad n = n_0\, e^{+qV/kT}. \qquad \ldots \quad \text{(18a en b)}$$

De waarden p_0 en n_0 gelden op de plaats waar $V = 0$ is gekozen. Vermenigvuldiging van de uitdrukkingen voor p en n met elkaar levert het bekende resultaat dat bij evenwicht het produkt van p en n onafhankelijk is van V, en dus van de plaats in het kristal.

Uit (18) laat zich een uitdrukking afleiden voor het spontane potentiaalverschil tussen een N- en een P-gebied, dus voor de diffusiespanning V_0. Buiten de barrière heeft p in het P-gebied en in het N-gebied resp. de evenwichtswaarden p_{P_0} en p_{N_0}. Kiest men $V = 0$ in het P-gebied, dan is de V_0 de potentiaal van het N-gebied. Uit (18a) volgt dan: $p_{N_0} = p_{P_0}\exp(-qV_0/kT)$, zodat:

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln(p_{P_0}/p_{N_0}). \qquad \ldots \ldots \quad (19)$$

Gebruikt men (18b) in plaats van (18a), dan vindt men $\ln(n_{N_0}/n_{P_0})$ in plaats van $\ln(p_{P_0}/p_{N_0})$, in overeenstemming met de eigenschap van de constantheid van het produkt $p \times n$. Met $p_{P_0} = 10^{24}$ m^{-3} en $p_{N_0} = 5 \times 10^{18}$, wat overeenkomt met de op blz. 50 genoemde waarden van c_{acc} in het P- en c_{don} in het N- gebied, vindt men, bij $T = 300°$ K, voor V_0 ca. 0,3 volt.

Bewijs van de tweede fundamentele stelling

Bij de behandeling van het concentratiepatroon in een barrière gaat men ervan uit dat men in de barrière zelf nog steeds van een evenwichtstoestand kan spreken, ook al is er uitwendig een spanning V_u over het kristal aangelegd, zodat er een stroom vloeit. Het bewijs van onze tweede fundamentele stelling — luidend: *De minderheidsconcentratie in een barrièregrensvlak is evenredig met* $\exp(qV_u/kT)$ (zie blz. 35) — is dan heel eenvoudig. V_u hebben we positief gerekend als deze de potentiaal van het P-gebied ten opzichte van het N-gebied verlaagt (zie blz. 35). $V_0 - V_u$ stelt dus de totale spanning tussen de barrièregrensvlakken *2* en *1* voor (fig. 2). De formules (18a en b) leveren dan: $p(2) = p(1)\ \exp\{-q(V_0 - V_u)/kT\}$ en $n(2) = n(1)\exp\{q(V_0 - V_u)/kT\}$. Dit zijn pas twee vergelijkingen voor de vier onbekende concentraties in de grensvlakken. De neutraliteitsvoorwaarde, toegepast in grensvlak *1* en in grensvlak *2*, levert nog twee vergelijkingen, nl. $p(1) - n(1) = p_{P_0} - n_{P_0}$ en $n(2) - p(2) = n_{N_0} - p_{N_0}$. De oplossing van de vier vergelijkingen met vier onbekenden levert geen moeilijkheden. Voor $n(1)$ en $p(2)$ vindt men uitdrukkingen die, voor kleine waarden van V_u, als benadering de formules (1a) en (1b) opleveren. De benadering is slechts geldig zolang V_u zo klein is dat de minderheidsconcentraties klein zijn vergeleken met de evenwichtsconcentraties der meerderheden; dezelfde voorwaarde dus als voor de geldigheid

[16]) Zie b.v. G. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik, 10e druk, 6e boek, hfdst. II, Akad. Verl. Ges., Leipzig 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de eerste stelling [7]). In dat geval kan men namelijk de laatste twee vergelijkingen schrijven als $p(1) \approx p_{P_0}$ en $n(2) \approx n_{N_0}$, en men vindt de relaties (1a) en (1b).

Berekening van de factor μ

Op blz. 47 is vermeld dat de helling van de gatenconcentratielijn in de basis een factor μ minder gevoelig is voor een verandering van de spanning $V_{CB'}$ over de collectorbarrière dan voor dezelfde verandering van de spanning $V_{EB'}$ over de emissorbarrière. Ter berekening van μ, merken we op dat μ gelijk is aan de verhouding van de veranderingen $\Delta V_{CB'}$ en $\Delta V_{EB'}$ die elkaars uitwerking compenseren. Daar de bedoelde helling gegeven wordt door $p(2)/w$ (zie b.v. fig. 9*b*), vinden we — de uitdrukking $p(2)/w$ partieel differentiërend naar $V_{EB'}$ en $V_{CB'}$:

$$0 = \frac{1}{w}\frac{\mathrm{d}p(2)}{\mathrm{d}V_{EB'}}\Delta V_{EB'} - \frac{p(2)}{w^2}\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}V_{CB'}}\Delta V_{CB'}, \text{ zodat:}$$

$$\mu = \frac{\Delta V_{CB'}}{\Delta V_{EB'}} = \frac{w}{p(2)}\frac{\mathrm{d}p(2)/\mathrm{d}V_{EB'}}{\mathrm{d}w/\mathrm{d}V_{CB'}}.$$

Uit formule (1b) volgt: $\mathrm{d}p(2)/\mathrm{d}V_{EB'} = p(2)q/kT$. Om $\mathrm{d}w/\mathrm{d}V_{CB'}$ te bepalen, gebruiken we formule (7). Er geldt natuurlijk: $\mathrm{d}w = -\mathrm{d}d_N$ en $\mathrm{d}V_{CB'} = -\mathrm{d}V_{NP}$, zodat: $\mathrm{d}w/\mathrm{d}V_{CB'} = \mathrm{d}d_N/\mathrm{d}V_{NP}$, waaruit met (7) volgt: $\mathrm{d}w/\mathrm{d}V_{CB'} = \mathrm{d}_N/2V_{NP}$. Hiermee vinden we:

$$\mu = 2\frac{w}{d_N}\frac{V_{NP}}{kT/q}. \qquad (20)$$

Daar $w \gg d_N$ en $V_{NP} \gg kT/q$, is μ een groot getal. Een normale waarde bij een legeringstransistor is ca. 1000. Een wisselstroomspanning over de collector-basisbarrière heeft dus ca. 1000× minder invloed op de helling van de gatenlijn dan dezelfde wisselspanning over de emissor-basisbarrière.

Samenvatting. Het artikel heeft een didactische strekking. De verklaring van de transistorwerking laat zich, zowel in principe als voor numerieke berekeningen, baseren op beschouwingen over het concentratiepatroon van elektronen en gaten in de transistor. Het is niet nodig gebruik te maken van het quantumtheoretische bandenmodel. Het gedrag van de minderheden is gemakkelijk te overzien, in hoofdzaak op grond van een tweetal — in het artikel geformuleerde — fundamentele stellingen over deze ladingdragers. Het gedrag van de meerderheden laat zich afleiden uit dat van de minderheden.

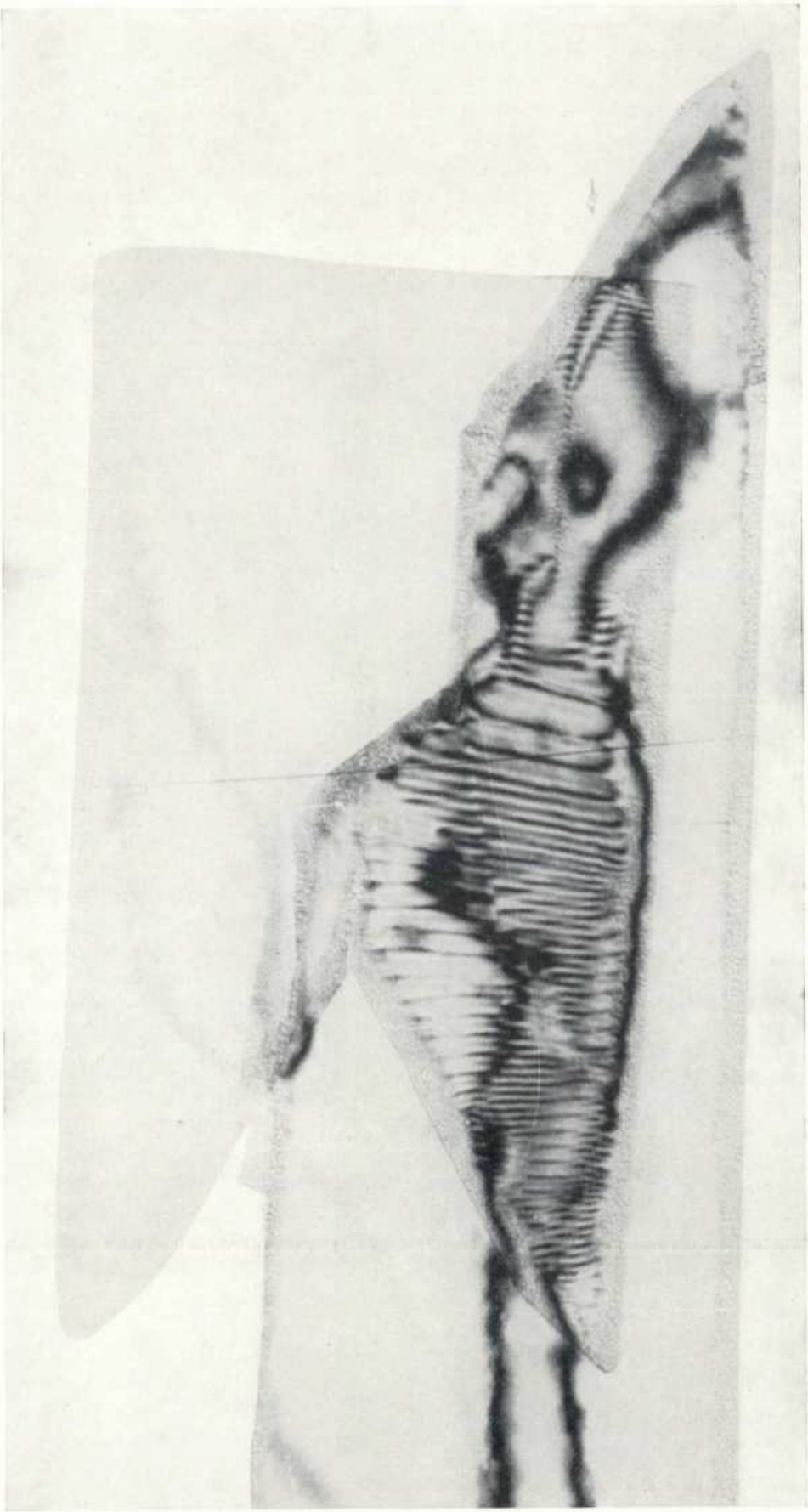
Wordt de frequentie opgevoerd, dan gaan verschijnselen een rol spelen die samenhangen met de periodieke veranderingen in het concentratiepatroon. Veranderingen buiten de barrières geven aanleiding tot het invoeren van een zg. diffusiecapaciteit, veranderingen binnen de barrières tot het invoeren van barrièrecapaciteiten. Bij de analyse worden de twee gevallen beschouwd waarbij over één der barrières alleen de instelgelijkspanning staat, terwijl over de andere barrière tevens een kleine wisselspanning staat. De wisselstromen die in deze twee complementaire gevallen vloeien, worden onderzocht naar amplitude en faze. Op grond hiervan worden wisselstroomvervangschema's opgesteld voor transistors in de schakelingen met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke emissor. Het blijkt dat de frequentie waarbij een transistor nog redelijk kan versterken, door drie grootheden wordt beperkt: een karakteristieke frequentie (die nauw samenhangt met de diffusiecapaciteit), de capaciteit van de collectorbarrière en de inwendige basisweerstand. Er wordt nagegaan hoe men het bruikbare frequentiegebied kan uitbreiden. Daarbij blijkt dat legeringstransistors in principe niet voor hoge frequenties geschikt zijn; er wordt toegelicht waarom transistors waarbij de basis door diffusie wordt gemaakt, dit wel zijn.

In een aanhangsel worden o.a. de twee fundamentele stellingen bewezen.

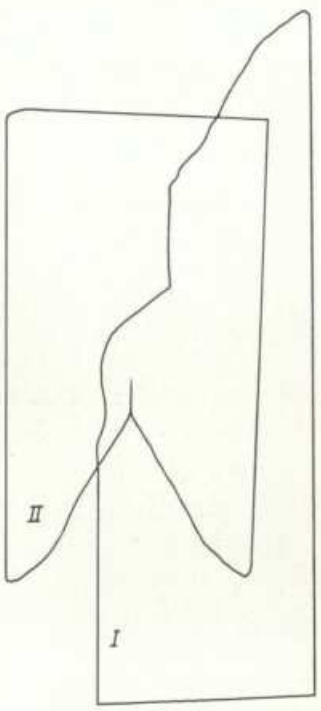
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

BRAGG-REFLEXIES IN OPNAMEN MET DE ELEKTRONENMICROSCOOP



De foto is met de Philips elektronenmicroscoop EM 200 gemaakt van synthetisch vervaardigd γ-FeOOH, een stof die, als het mineraal lepidocrociet, ook in de natuur voorkomt. Vergroting ca. 200 000×. Het preparaat bestond uit kleine uiterst dunne kristalplaatjes (dikte ca. 100 Å). De plaatjes zijn gewoonlijk flauw gebogen, zodat de kristalvlakken van plaats tot plaats geleidelijk van oriëntatie veranderen. Het kan dan gebeuren dat op bepaalde plaatsen voor de invallende elektronenbundel is voldaan aan de reflexievoorwaarde van Bragg, zodat hier een gedeelte van de elektronen onder de Bragg-hoek wordt gereflecteerd. Indien de Bragg-hoek zo groot is dat de gereflecteerde elektronen door een volgend diafragma worden onderschept, bereiken deze de fotografische plaat niet, zodat in het beeld de bewuste plaatsen donker zijn. Op deze foto liggen twee kristalplaatjes *I* en *II* gedeeltelijk over elkaar heen (zie het schetsje). In het vrij liggende gedeelte van het plaatje *I* ziet men onderaan twee zwarte strepen, die door dergelijke Bragg-reflexies zijn ontstaan. In het gedeelte waar de twee kristalplaatjes elkaar bedekken, is door een samenspel van Bragg-reflexies in de twee plaatjes de merkwaardige skelet-achtige tekening ontstaan.



Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

LUMINESCERENDE *P-N*-OVERGANGEN IN GALLIUMFOSFIDE

535.376

Bij de *P-N*-luminescentie, een der vormen van elektroluminescentie, ontstaat licht door directe omzetting van elektrische energie. Hoe men een dergelijke *P-N*-luminescentie verkrijgt, is in een vroegere mededeling in dit tijdschrift beschreven [1]). Het galliumfosfide dat destijds voor de experimenten werd gebruikt, was polykristallijn en de voor de *P-N*-luminescentie vereiste *P-N*-overgangen waren van nature aanwezig aan de korrelgrenzen, hetgeen tot gevolg had dat men vrijwel geen invloed kon uitoefenen op de hoedanigheid en de ligging der *P-N*-overgangen. Het is gemakkelijk te begrijpen dat men onder zulke omstandigheden resultaten kreeg die niet goed reproduceerbaar waren.

Bij de sindsdien verrichte onderzoekingen is getracht de willekeurig ontstane *P-N*-overgangen met behulp van een legeringstechniek te vervangen door *P-N*-overgangen waarvan de eigenschappen en de ligging door de wijze van vervaardiging reeds nauwkeurig vastliggen. Dit bleek inderdaad mogelijk indien men in een GaP-plaatje door kortstondig verhitten op ongeveer 600 °C twee contacten b.v. van tin en goud (+4% zink) inlegeert. Bij het verhitten lost GaP in het legeringsmetaal op. Hierbij ontbindt het grootste gedeelte van het GaP onder afsplitsing van fosfor en de fosfor verdwijnt. Bij afkoelen van het plaatje kristalliseert het nog opgeloste GaP uit. Aangezien de hoeveelheid hiervan gering is, ontstaan er echter slechts heel smalle rekristallisatiezones, die betrekkelijk sterk verontreinigd zijn met resp. het elektronenleverende Sn en het elektronen opnemende Zn. Dit heeft tot gevolg dat het Sn-contact een *P-N*-overgang en het Au-contact een normaal ohms contact vormen, indien het gebruikte GaP-plaatje *P*-geleidend is (gatengeleiding). Gaat men daarentegen uit van *N*-geleidend GaP (elektronengeleiding), dan verwisselen het Sn en het Zn hun functies: de *P-N*-overgang ontstaat nu aan het Au-contact, terwijl het ohmse contact wordt gevormd door het Sn.

[1]) H. G. Grimmeiss en H. Koelmans, Philips techn. T. **22**, 384, 1960.

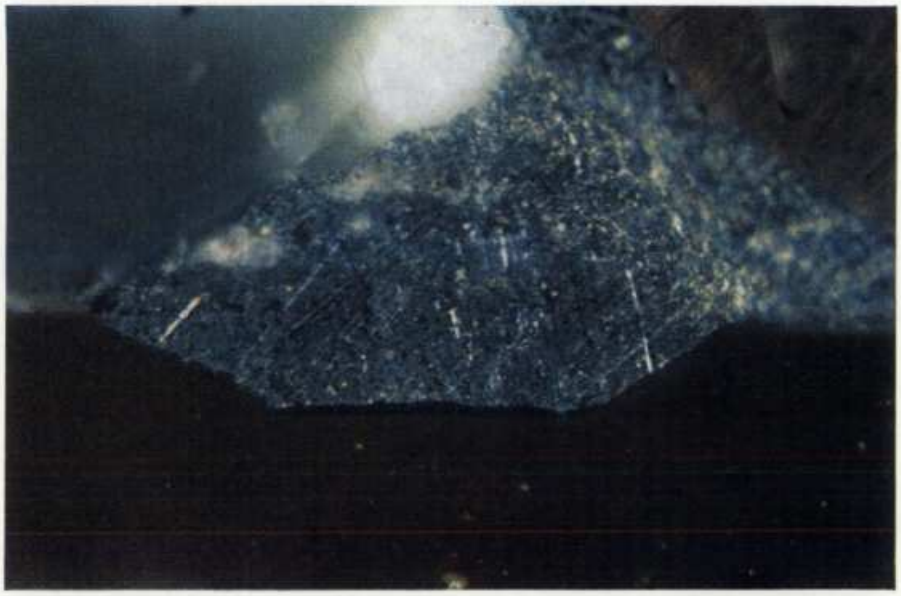


Fig. 1. Microfoto van een doorsnede van een *P-N*-overgang in GaP met Sn-contact, opgenomen in gepolariseerd licht op „Kodachrome" (kunstlicht-omkeerfilm), belichtingstijd 30 seconden. De *P-N*-overgang is ongeveer 0,5 mm lang.

Fig. 2. Dezelfde *P-N*-overgang als in fig. 1 bij stroomdoorgang in doorlaatrichting (10 mA). Belichtingstijd 30 seconden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Aanvankelijk hebben we voor deze proeven monokristallijn GaP gebruikt. Later bleek echter dat men met polykristallijne GaP-plaatjes die op bepaalde wijze uit een Ga-smelt verkregen zijn, vrijwel tot dezelfde resultaten komt. Hoewel deze GaP-plaatjes polykristallijn zijn, groeien alle kristallieten in de [111]-richting, met een afwijking van deze richting van minder dan 0,25°. Voor de latere eigenschappen van het plaatje als schakelelement (diode) is het van belang dat het inlegeren gebeurt vanaf het $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$-grensvlak (dat bezet is met P-atomen en dat door etsen van het GaP-plaatje in HCl gemakkelijk van het tegenovergelegen, met Ga-atomen bezette, (111)-grensvlak is te onderscheiden [2]). Alleen in dit geval nl. krijgt men *P-N*-overgangen die in hoofdzaak evenwijdig lopen met het oppervlak [3], en alleen dan kan men *P-N*-diodes krijgen die gunstige elektrische eigenschappen bezitten (stromen in keerrichting in het algemeen kleiner dan 10^{-10} A, soms zelfs kleiner dan 10^{-13} A, bij spanningen tot 8 V).

In *fig. 1* is een microfoto van de doorsnede van een dergelijke *P-N*-overgang weergegeven. Onderaan de foto bevindt zich het oranjeachtige *P*-geleidende GaP, daarboven ziet men het Sn-contact met het soldeer en bovenaan rechts een gedeelte van de koperdraad die voor de stroomtoevoer dient. De tussen het Sn en het GaP gelegen zeer smalle rekristallisatiezone is op de foto te zien als een donkere streep; om de zone beter zichtbaar te maken, werd de foto genomen met gepolariseerd licht.

Om sterk luminescerende *P-N*-overgangen te krijgen, gaan wij uit van *P*-geleidend GaP dat door toevoeging van bepaalde verontreinigingen (activatoren) in hoofdzaak licht met de golflengte 7000 Å uitzendt [4]. Het *N*-gebied van deze diodes bevat aanzienlijk meer elektronenleverende vreemde atomen dan het *P*-gebied elektronenopnemende, en derhalve wordt, als we een spanning in de doorlaatrichting aanleggen, de stroom door de *P-N*-overgang voornamelijk tot stand gebracht door injectie van elektronen in het *P*-gebied, waar ook de hierop volgende recombinatie met uitzending van licht plaatsvindt. In *fig. 2* ziet men een tweede foto van dezelfde *P-N*-overgang als in fig. 1, maar nu bij stroomdoorgang (in doorlaatrichting). De aangelegde spanning bedroeg ongeveer 2 V, waarbij een stroom vloeide van 10 mA. Men ziet dat de lichtgevende zone inderdaad in het *P*-gebied ligt.

Zoals reeds vroeger werd vermeld, zijn lichtbronnen van dit soort bijzonder goed te gebruiken voor opto-elektronische bouwelementen [5]. Zo kan men b.v. door combinatie met een fotoweerstand van cadmiumselenide vermogensversterkers, lichtrelais, onderbrekers, frequentievermenigvuldigers en, door geschikte combinatie, ook flip-flops maken. De schakeltijd van een lichtrelais volgens dit principe bedraagt ongeveer 1 ms. Hij wordt uitsluitend bepaald door de traagheid van de fotogeleider, aangezien de lichtbronnen nog kunnen werken met lichtimpulsen van minder dan 10^{-7} s; de schakeltijd van de diodes op zichzelf, die vrijwel alleen afhangt van hun *RC*-waarde, is kleiner dan 5×10^{-8} s.

W. GLÄSSER *),
H. G. GRIMMEISS *),
H. SCHOLZ *).

[2]) Zie Philips techn. T. **24**, 68, 1962 (no. 2).
[3]) M. T. Minamoto, J. appl. Phys. **33**, 1826, 1962 (no. 5).
[4]) H. G. Grimmeiss en H. Koelmans, Phys. Rev. **123**, 1939, 1961.
[5]) Zie b.v. G. Diemer en J. G. van Santen, Philips Res. Repts. **15**, 368, 1960.

*) Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET MAKEN VAN VINGERAFDRUKKEN MET BEHULP VAN TOTALE REFLEXIE

535.394:343.977.33

door N. J. HARRICK *).

„The Rays of Light in going out of Glass into a Vacuum, are bent towards the Glass; and if they fall too obliquely on the Vacuum, they are bent backwards into the Glass, and totally reflected; ... if the farther Surface of the Glass be moisten'd with Water or clear Oil, or liquid and clear Honey, the Rays which would otherwise be reflected will go into the Water, Oil or Honey; and therefore are not reflected before they arrive at the farther Surface of the Glass, and begin to go out of it. If they go out of it into the Water, Oil, or Honey, they go on. . ."
..... more evident by laying together two Prisms of Glass, or two Object-glasses of very long Telescopes, the one plane, the other a little convex, and so compressing them that they do not fully touch, nor are too far asunder. For the Light which falls upon the farther Surface of the first Glass where the Interval between the Glasses is not above the ten hundred thousandth Part of an Inch, will go through that Surface, and through the Air or Vacuum between the Glasses, and enter into the second Glass, . . ."

Newton, Opticks, 2de (Engelse) ed. 1717, Derde boek, eerste deel, vraag 29.

Wanneer men een vinger met het blote oog bekijkt, kan men het reliëf van de huid niet erg duidelijk zien, doordat er weinig contrast is tussen verhogingen en verdiepingen. Het heeft daarom weinig zin rechtstreeks een foto van dit reliëf te nemen, en het maken van vingerafdrukken b.v. voor politiële doeleinden gebeurt dan ook nog steeds met behulp van het eeuwenoude inktprocédé [1]).

Onlangs is nu een fotografische methode uitgewerkt waarmee men vingerafdrukken van voortreffelijke kwaliteit kan maken en die wellicht het ouderwetse inktprocédé zal verdringen. Het gebruikte toestel is afgebeeld in *fig. 1*. Het berust op het verschijnsel van verhinderde totale reflexie, dat Newton reeds kende en zo treffend heeft beschreven in de hierboven weergegeven regels. Met de

Fig. 1. Toestel voor het opnemen van vingerafdrukken. Het oppervlak waarop de vinger wordt gedrukt, is het grondvlak van een glazen prisma. Op het matglazen kijkscherm hierboven ziet men een viervoudig vergroot beeld van het oppervlakreliëf van de vinger. Inkt of dergelijke komt hierbij niet te pas. Aan de achterzijde bevat het toestel een Polaroid-Land camera, waarop het waargenomen beeld met een enkele handgreep kan worden vastgelegd, als negatief of als positief. (Er is ook een toestel met een 35-mm-camera gebouwd.)

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y., U.S.A.

[1]) Een interessant overzicht van geschiedenis en technieken van het maken van vingerafdrukken vindt men in: H. Cummins en C. Midlo, Fingerprints, palms and soles, Dover (herdruk), New York 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tegenwoordige begrippen kunnen we het verschijnsel als volgt beschrijven.

Indien licht dat zich in een glazen prisma voortplant, op een grensvlak glas-lucht valt onder een zodanige hoek Θ dat totale reflexie optreedt, dan zal er geen voortplanting van licht in de aangrenzende lucht plaatsvinden; toch dringt het elektromagnetische veld in zekere mate de lucht binnen [2]). Dit is weergegeven in *fig. 2*. Is λ_g de

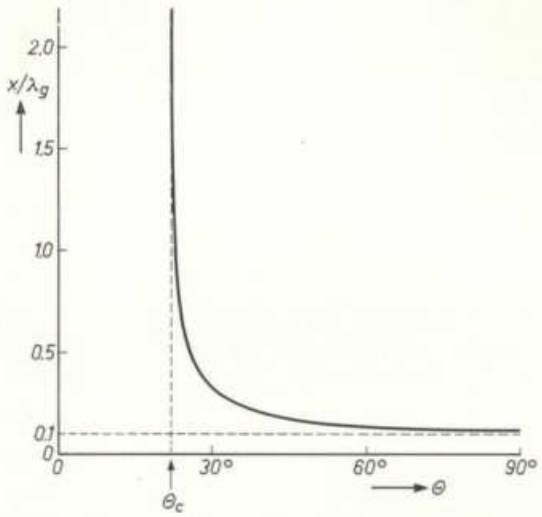


Fig. 2. Bij totale reflexie dringt het elektrische veld in zekere mate het dunnere medium binnen, waarbij de amplitude van het veld exponentieel afneemt met toenemende afstand van het grensvlak. De indringingsdiepte x, gedefinieerd als de afstand waarop de amplitude tot de helft is gedaald, hangt op de hier weergegeven wijze af van de invalshoek Θ. Θ_c is de grenshoek voor totale reflexie, λ_g de golflengte van het licht in het dichtere medium.

golflengte in het dichtere medium (glas), dan bedraagt de indringingsdiepte bij scherende inval ongeveer $0{,}1\lambda_g$, maar bij invalshoeken in de buurt van de grenshoek Θ_c voor totale reflexie wordt de indringingsdiepte oneindig groot. Ten gevolge van dit binnendringen van het elektromagnetische veld is het mogelijk hieraan energie te onttrekken indien men een geschikte stof dicht genoeg bij het glazen oppervlak brengt.

Dit kan door een aantal bekende experimenten worden gedemonstreerd. Brengt men b.v. water op een totaal reflecterend oppervlak van een glazen prisma, dan blijft dit donker, maar voegt men dan een paar druppels fluoresceïne aan het water toe, dan ziet men een dunne laag vloeistof aan het oppervlak van het prisma oplichten. Plaatst men een tweede glazen prisma op een afstand d die een fractie van een golflengte bedraagt tegen het eerste, dan wordt energie uit het binnengedrongen veld gebruikt voor voortplanting in het tweede prisma, zodat men een doorgelaten lichtbundel krijgt. Het reflecterend vermogen van het prismaoppervlak kan aldus continu tussen 100% en nul worden geregeld door de afstand d te variëren (zie *fig. 3*). Dit laatste experiment heeft op verschillende wijzen praktische toepassing gevonden, b.v. voor een lichtmodulator, die erop berust dat men de afstand d moduleert en die in de tweede wereldoorlog voor telefonie via een lichtbundel is gebruikt [3]). Een andere toepassing is de koude spiegel: hierbij maakt men gebruik van het feit dat het veld bij grotere golflengte λ_g dieper in het dunnere medium doordringt, zodat bij een geschikte instelling van d de warmtestraling wordt doorgelaten en slechts het licht totaal wordt gereflecteerd.

Onze methode voor het maken van vingerafdrukken sluit eveneens bij de beschreven proef aan: drukt men een vinger zachtjes tegen het totaal reflecterende glasoppervlak, dan wordt de totale reflexie teniet gedaan ter plaatse van de verhogingen van de huid die contact maken met het prisma (waarbij het nu doorgelaten licht in de huid wordt geabsorbeerd), maar niet ter plaatse van de verdiepingen of de poriën, waar totale reflexie blijft optreden.

We lichten nog enkele bijzonderheden van het in fig. 1 afgebeelde toestel toe. Het optische systeem

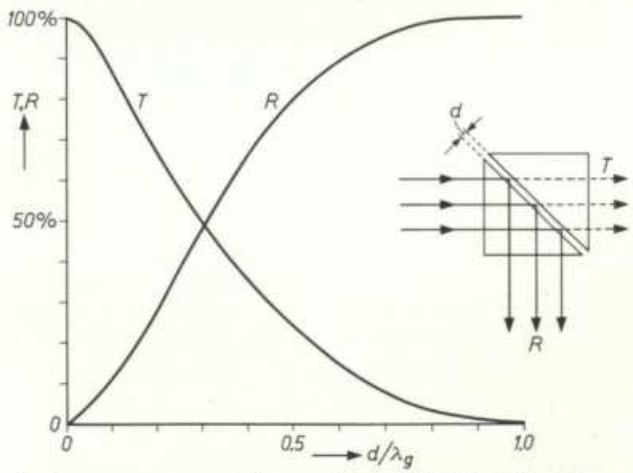


Fig. 3. Door een tweede glazen prisma dicht bij het totaal reflecterend oppervlak van het eerste prisma te brengen (afstand d, zie de inzet), wordt energie aan het in de lucht doorgedrongen veld onttrokken. Door variatie van de afstand d kan het gedeelte van het licht dat wordt gereflecteerd (R) resp. doorgelaten (T), continu worden geregeld.

[2]) Terloops zij vermeld dat dit een zekere verplaatsing van de totaal gereflecteerde straal langs het reflecterende oppervlak meebrengt. Merkwaardig genoeg behelsde ook Newton's voorstelling een dergelijke verplaatsing, want hij onderstelde dat de baan van de straal een parabool was waarvan de top in het dunnere medium lag (Principia Phil. Nat., Eerste boek, stelling 96). Experimenteel heeft men de verplaatsing pas vijftien jaar geleden aangetoond: zie F. Goos en H. Hänchen, Ann. Physik **1**, 333, 1947.

[3]) Electronics **17**, no. 1, 156, 1944.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bevat een spiegel, zoals men in *fig. 4* ziet. Hierdoor wordt het beeld omgekeerd, en men vermijdt dat er verwarring zou ontstaan doordat diegenen die gewend zijn inktafdrukken van vingers te bekijken, altijd met omgekeerde beelden te maken hebben. Het beeldscherm (of de fotografische plaat die hiervoor in de plaats kan komen) is scheef op de optische as geplaatst, ter compensatie van de vertekening die ontstaat doordat het voorwerp (de in contact met het prismaoppervlak gebrachte vinger) scheef wordt bekeken: de scheve inval van het licht is immers essentieel om het bedoelde effect te krijgen. De vinger wordt ongeveer 4× vergroot op het scherm afgebeeld, wat het nauwkeurig bekijken van de vingerafdrukken vergemakkelijkt; ook de poriën en andere details zijn hierbij zeer duidelijk te zien.

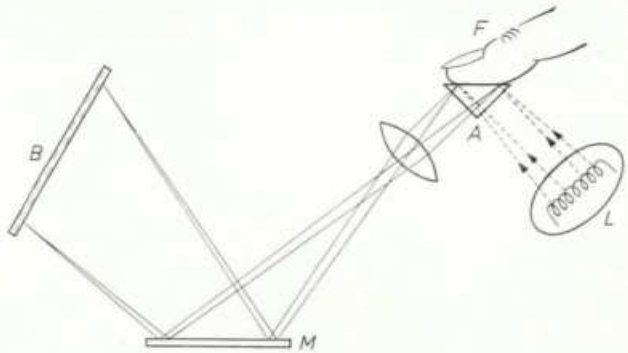


Fig. 4. Schematische voorstelling van het toestel voor het maken van vingerafdrukken. *F* vinger. *A* prisma. *L* lichtbron. *B* kijkscherm. De spiegel *M* heeft een tweeledig doel: hij keert het beeld om, zodat men bij het bekijken van het scherm een beeld in dezelfde oriëntatie ziet als bij het bekijken van een vingerafdruk, gemaakt met de inkttechniek; en hij vereenvoudigt het fotograferen, daar de opstelling zo is gemaakt dat men door kantelen van *M* het beeld op het brandvlak van de camera kan werpen (niet getekend) in plaats van op het kijkscherm *B*.

In *fig. 5a* is een op deze wijze verkregen vingerafdruk weergegeven [4]). Ter vergelijking is in fig. 5*b* een vingerafdruk gereproduceerd die wij van dezelfde vinger zo zorgvuldig mogelijk hebben vervaardigd met gebruikmaking van de inkttechniek. Het goede contrast, de verbeterde scherpte en de afwezigheid van vlekken in fig. 5*a* spreken voor zichzelf. De rijen van stippen die men in fig. 5*a* duidelijk ziet, doch in 5*b* in het geheel niet, zijn de poriën in de verhogingen van de huid. In *fig. 6* is een andere vingerafdruk weergegeven, waarin deze poriën nog duidelijker te zien zijn. Door de randen van de vinger zachtjes tegen het glasoppervlak te drukken, kan men een groter gedeelte van de vinger afbeelden. Een andere mogelijkheid hiertoe bestaat daarin, het contactoppervlak van het prisma een geschikte kromming te geven, maar de vereiste optiek wordt dan ingewikkelder, omdat het oppervlak van het prisma nu als een bolle spiegel werkt.

Fig. 7 is een afbeelding van een gedeelte van een kindervoet, gereproduceerd op dezelfde schaal als de vingerafdruk van fig. 6. Voetafdrukken van kinderen worden dikwijls in kraaminrichtingen en ziekenhuizen voor identificatie gebruikt. De detail op een kindervoet of -handpalm zijn zo fijn dat ze in het algemeen niet te voorschijn komen wanneer men een inktafdruk maakt: hierop zou men slechts de omtrek van de voet en de rimpels in de huid zien.

Fig. 5. *a*) Vingerafdruk verkregen met het toestel met totale reflexie. *b*) Afdruk van dezelfde vinger als in (*a*), verkregen met de gebruikelijke inktmethode.

Behalve de grotere duidelijkheid en betere weergave van details en de zindelijker werkwijze (doordat geen inkt nodig is) levert de voorgestelde methode ten opzichte van de vroegere het voordeel dat

[4]) De vingerafdruk van fig. 5*a* is op het omslag van een nummer van J. appl. Phys. gereproduceerd, waarin deze techniek is beschreven: N. J. Harrick, J. appl. Phys. **33**, 2774, 1962 (no. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men het beeld vóór het afdrukken kan bekijken en de afdruk dan onmiddellijk kan maken. In sommige gevallen kan dit van groot belang zijn. Ten slotte is het toestel, waarmee al deze voordelen worden verkregen, toch heel eenvoudig.

Met een in wezen identieke opstelling kan men de verhinderde totale reflexie ook voor andere doeleinden toepassen, b.v. bij het onderzoek van lijmsoorten of voor microscopisch onderzoek van preparaten in geneeskunde en biologie (waarbij de techniek in sommige gevallen de bekende donkerveldverlichting ter contrastvergroting zou kunnen vervangen). Geraffineerder toepassingen, waaraan toch steeds hetzelfde eenvoudige principe ten grondslag ligt, zijn de studie van de infrarode spectra van monomoleculaire lagen en de studie van de spectra van oppervlaktoestanden bij het vastestofonderzoek (b.v. ten behoeve van de ontwikkeling van transistors) [5].

Fig. 6. Een andere vingerafdruk, waarbij de poriën in de huid bijzonder duidelijk zijn.

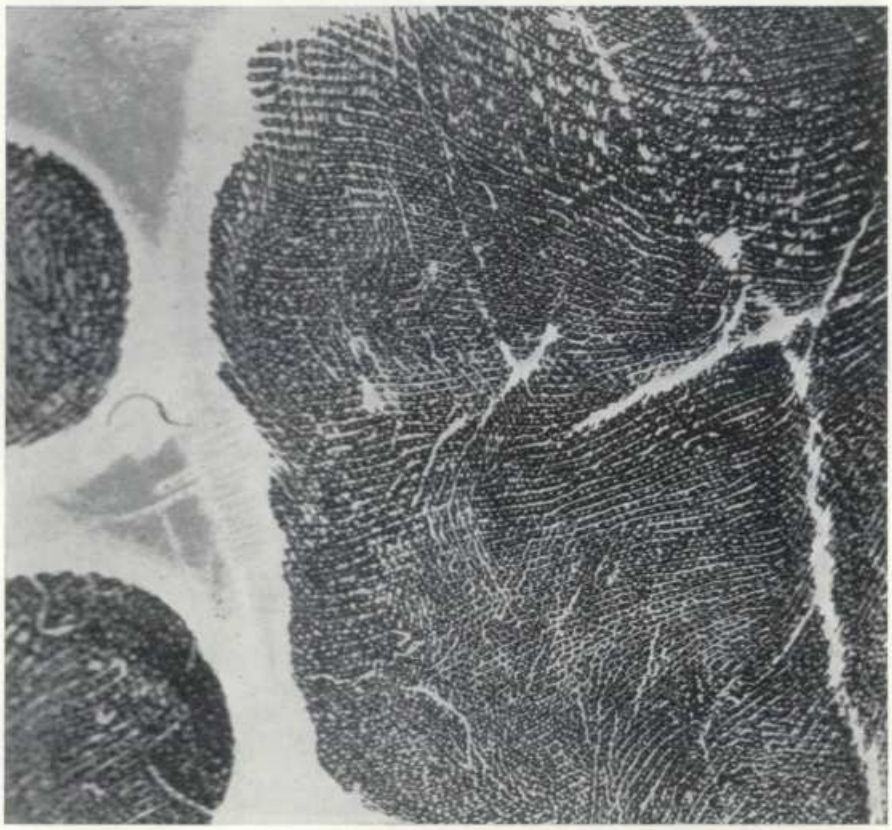


Fig. 7. Afdruk van een gedeelte van een kindervoet, opgenomen met het toestel met totale reflexie en gereproduceerd op dezelfde schaal als de vingerafdruk in fig. 6.

[5]) N. J. Harrick, Phys. Rev. Letters **4**, 224, 1960 en Phys. Rev. **125**, 1165, 1962. Van deze en andere toepassingen vindt men een overzicht in: N. J. Harrick, Annals New York Acad. Sci., Conf. on Clean surfaces (suppl. Surface phenomena in semiconductors) **101**, 928-959, 1963.

Samenvatting. De totale reflexie van licht b.v. in een glazen prisma kan in meerdere of mindere mate teniet worden gedaan door een ander voorwerp dicht bij het reflecterende oppervlak te brengen. Van dit verschijnsel (dat reeds door Newton is beschreven) heeft men met succes gebruik gemaakt voor verschillende toepassingen, zoals lichtmodulatie, koude spiegels, infraroodspectroscopie en spectroscopie van oppervlaktoestanden. Een nieuwe toepassing is het maken van vingerafdrukken met groot contrast (afbeelding van oppervlakreliëfs). Een hiervoor geconstrueerd toestel wordt in dit artikel beschreven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES VAN MEDEWERKERS VAN PHILIPS' LABORATORIA EN FABRIEKEN [1])

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

3051: A. Smit: Investigations in the vitamin A series, IV. Some cases of abnormal decarboxylation (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 891-904, 1961, no. 8).

3052: L. A. Æ. Sluyterman: Photo-oxidation, sensitized by proflavine, of furfuryl alcohol, N-allyl thiourea and histidine (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 989-1002, 1961, no. 9/10).

3053: J. Bakker en H. M. van den Bogaert: Influence de la configuration sur l'absorption dans l'infrarouge des doubles liaisons dans des stéroïdes (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1015-1022, 1961, no. 9/10).

3054: C. J. Schoot, J. J. Ponjée en K. H. Klaassens: Acylation of aromatic ring systems with mixed anhydrides of phosphoric acid (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1084-1088, 1961, no. 9/10).

3055*: J. A. Kok: Electrical breakdown of insulating liquids (Philips Technical Library, 1961, XII + 132 blz.).

3056: G. P. Ittmann: Pythagorese driehoeken (Euclides **37**, 119-122, 1961).

3057*: P. F. van Eldik en P. Cornelius: Transformatoren, smoorspoelen, transductoren en lektransformatoren (Philips' Technische Bibliotheek, 1961, VIII + 80 blz.).

3058: J. B. de Boer: Die Fahrbahndecke als Lichtreflektor (Strassen- und Tiefbau **15**, bijlage Licht und Farbe im Bauwesen **4**, 27-33, 1961, no. 10).

3059: G. H. Jonker: Energy levels of impurities in transition metal oxides (Proc. int. Conf. on semiconductor physics, Praag 1960, blz. 864-867, Academic Press, New York 1961).

3060: L. W. de Zoeten en O. A. de Bruin: The reactivities of the tyrosine residues in insulin with respect to iodine, I (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 907-916, 1961, no. 9/10).

3061: L. W. de Zoeten en E. Havinga: The reactivity of the tyrosine residues in insulin with respect to iodine, II (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 917-926, 1961, no. 9/10).

3062: L. W. de Zoeten en R. van Strik: A study of the biological activity of iodinated insulin (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 927-931, 1961, no. 9/10).

3063: T. Kralt, W. J. Asma en H. D. Moed: Reserpine analogues, IV. Hydroxy-β-phenylethylamine derivatives (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 932-943, 1961, no. 9/10). Vervolg van **2997**.

3064: S. de Groot en J. Strating: Reserpine analogues, II (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 944-950, 1961, no. 9/10). Deel van dissertatie van S. de Groot, Groningen 1960.

3065: G. B. Paerels: Crystalline 3-desoxy-2-ketogluconic acid (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 985-988, 1961, no. 9/10).

3066: K. H. Hanewald, M. P. Rappoldt en J. R. Roborgh: The antirachitic activity of previtamin D_3 (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1003-1014, 1961, no. 9/10).

3067: J. G. van Pelt: Determination of molecular weights with a semi-micro-ebulliometer (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1023-1028, 1961, no. 9/10).

3068: F. J. Mulder en K. J. Keuning: Spectrophotometric assay of α-tocopherol (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1029-1039, 1961, no. 9/10).

3069: B. G. van den Bos, C. J. Schoot, M. J. Koopmans en J. Meltzer: Investigations on pesticidal phosphorus compounds, IV. N-bis(dimethylamido)phosphoryl heterocycli (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1040-1047, 1961, no. 9/10).

3070: P. Westerhof en A. Smit: Investigations on sterols, XX. The synthesis and properties of 8α,10α-progesterone and 8α,10α-testosterone (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1048-1056, 1961, no. 9/10).

3071: J. H. Uhlenbroek: Preparation of diaryl sulphides (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1057-1065, 1961, no. 9/10).

3072: P. A. van Zwieten, J. A. van Velthuijsen en H. O. Huisman: Synthesis and physiological properties of some heterocyclic-aromatic sulphides and sulphones, I. Synthesis of some aryl-pyridyl sulphides (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1066-1074, 1961, no. 9/10).

3073: H. Koopman: Investigations on herbicides, IV. The synthesis of 2,6-dichlorobenzonitrile (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1075-1083, 1961, no. 9/10).

3074: C. W. Pluijgers en G. J. M. van der Kerk: Plant growth-regulating activity of S-carboxymethyl-N,N-dimethyldithiocarbamate and related compounds (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1089-1100, 1961, no. 9/10).

[1]) Met ingang van deze jaargang zal van elke publikatie niet meer een samenvatting doch alleen de titel worden gegeven, een enkele keer met verwijzing naar andere publikaties die ermee samenhangen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

3075: J. L. M. A. Schlatmann en E. Havinga: Studies on vitamin D and related compounds, XVI. Synthesis of model compounds for the study of the previtamin D ⇄ vitamin D interconversion (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1101-1114, 1961, no. 9/10).

3076: P. H. van Leeuwen en H. O. Huisman: Investigations in the vitamin A series, V. Some aspects of dehydration of polyenic alcohols (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **80**, 1115-1125, 1961, no. 9/10).

3077: J. Meltzer: Evaluation of the activity of some diphenyl compounds on winter eggs of the fruit tree red spider (Nature **192**, 474-475, 1961, no. 4801).

3078: J. Davidse: Modified N.T.S.C. colour T.V. signal for single-gun display systems (Electron. Technol. **38**, 388-392, 1961, no. 11).

3079: M. van Tol: Simple equation links stabilizing techniques (Control Engng. **8**, no. 12, 91, 1961).

3080: Th. G. Schut en W. J. Oosterkamp: Methoden zur Bildspeicherung (Automatik **6**, 487-490, 1961, no. 12).

3081: C. J. M. Rooymans: The crystal structure of $LiScO_2$ (Z. anorg. allgem. Chemie **313**, 234-235, 1961, no. 3/4).

3082: J. Meltzer: Insecticidal and acaricidal properties of „Wepsyn" (Meded. Landbouwhogeschool Opzoekingsstat. Gent **26**, 1429-1434, 1961, no. 3).

3083: H. Rinia: Beschouwingen over een nieuw axiaal leger (Verslag gew. Verg. Afd. Natuurk. Kon. Ned. Akad. Wet. **70**, 144, 1961, no. 10).

3084: J. A. W. van Laar: Blistering of painted steel, I, II, III (Paint Varn. Prodn. **51**: no. 8, 31-37 + 88; no. 9, 49-52; no. 11, 41-44 + 97; 1961).

3085: J. S. C. Wessels: Reduction of dinitrophenol by chloroplasts (Biological structure and function, Proc. 1st IUB/IUBS int. Symp., Stockholm 1960, deel II, blz. 443-447, Academic Press, Londen 1961).

3086: J. B. de Boer en T. van Oosterom: Flight operational evaluation of approach and runway lighting (Ingenieur **73**, L 29-L 44 en L 45-L 54, 1961, nos. 49 en 51).

3087: D. Kleis: Grondslagen en praktijk van toespreekinrichtingen, akoestische gezichtspunten (T. Ned. Radiogenootschap **26**, 191-216, 1961, no. 5/6).

3088: B. de Bruin: Grondslagen en praktijk van toespreekinrichtingen, elektrische gezichtspunten (T. Ned. Radiogenootschap **26**, 217-226, 1961, no. 5/6).

3089: G. D. Rieck: The effect of temperature and deformation on the recrystallization of doped tungsten wires (Acta metallurgica **9**, 825-834, 1961, no. 9).

3090: L. Heijne: Contact influence on the photoconductivity of lead oxide (Phys. Chem. Solids **22**, 207-212, 1961).

3091: J. J. A. Ploos van Amstel: Some methods of producing stable transistors (Comm. Colloque int. sur les dispositifs à semiconducteurs, Parijs 1961, deel II, blz. 716-724, uitg. Chiron, Parijs).

3092: A. Baelde, H. Groendijk en M. T. Vlaardingerbroek: Reduction of the noise figure of an amplifier by a negative conductance in its input circuit (J. Electronics and Control **11**, 177-187, sept. 1961, no. 3).

3093: W. Albers: Thermal conversion of germanium (J. Electronics and Control **10**, 197-206, mrt. 1961, no. 3).

3094: J. D. Fast: Frottement intérieur des métaux (Métaux, Corr., Industr. **36**, 383-398 en 431-453, 1961, nos. 435 en 436).

3095: A. Claassen: Methodes en problemen in de anorganische sporenanalyse (Chem. Weekbl. **58**, 33-38, 1962, no. 4).

3096: M. Koedam en A. A. Kruithof: Transmission of the visible mercury triplet by the low-pressure mercury-argon discharge; concentration of the 6^3P states (Physica **28**, 80-100, 1962, no. 1).

3097: J. Bloem en J. C. van Vessem: Etching Ge with mixtures of HF-H_2O_2-H_2O (J. Electrochem. Soc. **109**, 33-36, 1962, no. 1).

3098: J. S. van Wieringen: Magnetic resonance in semiconductors (Progr. Semicond. **6**, 199-231, 1962).

3099: H. C. Hamaker: On multiple regression analysis (Statistica neerl. **16**, 31-56, 1962, no. 1).

3100: W. J. Oosterkamp en Th. G. Schut: Magnetische Festlegung von Röntgenbildern (I. Int. Kongress für medizinische Photographie und Kinematographie, Düsseldorf 1960, blz. 96-99, Thieme, Stuttgart 1962).

H 13: D. Gossel: Parametrische Verstärker (Elektron. Rdsch. **15**, 91-95 en 149-152, 1961, nos. 3 en 4).

H 14: H.-U. Harten: Oberflächenleitung und Oberflächenrekombination an der Grenze Silicium-Elektrolyt (Z. Naturf. **16a**, 459-466, 1961, no. 5).

H 15: K. J. Schmidt-Tiedemann: Optische Doppelbrechung durch freie Träger in Halbleitern (Z. Naturf. **16a**, 639, 1961, no. 6).

H 16: H. Severin: Stand der Entwicklung von Ferriten und ihre Anwendung (Elektron. Rdsch. **15**, 253-258, 1961, no. 6).

H 17: K. J. Schmidt-Tiedemann: Symmetry properties of warm electron effects in cubic semiconductors (Phys. Rev. **123**, 1999-2000, 1961, no. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

H 18: K. Rohwer: Eine Wanderfeldröhre für 3 kW Dauerleistung im Gebiet der Dezimeterwellen (Nachrichtentechn. Fachber. **22**, 100-102, 1961).

H 19: K. J. Schmidt-Tiedemann: Stress optical constants of germanium (J. appl. Phys. **32**, 2058-2059, 1961, no. 10).

H 20: G. Schulten: Eine neue Messleitung für dielektrische Oberflächenwellen-Leitungen (Nachrichtentechn. Z. **14**, 445-448, 1961, no. 9).

H 21: K. J. Schmidt-Tiedemann: Experimental evidence of birefringence by free carriers in semiconductors (Phys. Rev. Letters **7**, 372-374, 1961, no. 10).

H 22: H.-U. Harten: Inversionsschichten in Silicium an der Grenze zu einem Elektrolyten (Z. Naturf. **16a**, 1401, 1961, no. 12).

H 23: E. Neckenbürger: Zur Wellenausbreitung an einem längsmagnetisierten Ferritstab in elektrisch anisotroper Umgebung (Z. angew. Phys. **14**, 282-288, 1962, no. 5).

A 50: S. Garbe en K. Christians: Zur Gasabgabe von Gläsern (Vakuum-Technik **11**, 9-16, 1962, no. 1).

A 51: J. Schröder: Darstellung und Untersuchung der Mischkristallreihen $La(Sr)CoO_3$ und $La(Th)CoO_3$ (Z. Naturf. **17b**, 346-347, 1962, no. 5).

A 52: R. Groth en K. Weiss: Über den Bandabstand von β- und α-AgJ (Z. Naturf. **17a**, 536-537, 1962, no. 6).

A 53: P. Gerthsen en K. H. Härdtl: Halbleitereigenschaften des Lanthankobaltit (Z. Naturf. **17a**, 514-521, 1962, no. 6).

A 54: N. Hansen: Physikalische Adsorption bei tiefen Drucken und geringen Belegungen (Vakuum-Technik **11**, 70-77, 1962, no. 3).

A 55: K. Weiss: Zum Leitungscharakter im α-AgJ (Z. phys. Chemie Neue Folge **32**, 256-262, 1962, no. 3/4).

A 56: A. Klopfer: Gasanalysen in Vakuumsystemen (Ingenieur **74**, O 72-O 78, 1962, no. 34).

A 57: H. G. Reik en H. Risken: Drift velocity and anisotropy of hot electrons in *N* germanium (Phys. Rev. **126**, 1737-1746, 1962, no. 5).

A 58: H. G. Grimmeiss en R. Memming: *P-N* photovoltaic effect in cadmium sulfide (J. appl. Phys. **33**, 2217-2222, 1962, no. 7).

A 59: M. Nacken, S. Scholz en B. Lersmacher: Beitrag zur Kinetik des Drucksinterns von Tantalkarbid (Arch. Eisenhüttenwesen **33**, 635-641, 1962, no. 9).

R 443: S. Duinker: Conjunctors, another new class of non-energic non-linear network elements (Philips Res. Repts. **17**, 1-19, 1962, no. 1).

R 444: T. J. Viersma: Investigations into the accuracy of hydraulic servomotors (Philips Res. Repts. **17**, 20-78, 1962, no. 1). Vervolg van **R 442**.

R 445: H. Dormont: Random effects of transit times and secondary-emission multiplications in a multiplier phototube (Philips Res. Repts. **17**, 79-94, 1962, no. 1).

R 446: J. van Laar en J. J. Scheer: Influence of band bending on photoelectric emission from silicon single crystals (Philips Res. Repts. **17**, 101-124, 1962, no. 2).

R 447: H.-U. Harten en D. Polder: Influence of a surface space-charge layer on the motion of recombining carriers (Philips Res. Repts. **17**, 125-129, 1962, no. 2).

R 448: G. Bouwhuis: A dispersion phenomenon observable on dielectric multilayer mirrors (Philips Res. Repts. **17**, 130-132, 1962, no. 2).

R 449: A. Kats: Hydrogen in alpha-quartz (Philips Res. Repts. **17**, 133-195, 1962, no. 2).

R 450: A. Kats: Hydrogen in alpha-quartz (Philips Res. Repts. **17**, 201-279, 1962, no. 3). Vervolg van **R 449**.

R 451: A. Bril en W. van Meurs-Hoekstra: Absolute efficiency measurements of infrared fluorescent zinc and cadmium sulphide activated with V-Ag and V-Cu (Philips Res. Repts. **17**, 280-282, 1962, no. 3).

R 452: J. M. Stevels en J. Volger: Further experimental investigations on the dielectric losses of quartz crystals in relation to their imperfections (Philips Res. Repts. **17**, 283-314, 1962, no. 3).

R 453: J. Rubio: A study of some self-correcting sequential networks (Philips Res. Repts. **17**, 315-328, 1962, no. 4).

R 454: A. Bril en W. G. Gelling: Conductivity induced by cathode rays in cadmium-selenide layers (Philips Res. Repts. **17**, 329-336, 1962, no. 4).

R 455: F. H. Stieltjes: Relations between currents and voltages in structures containing semiconductors (Philips Res. Repts. **17**, 337-343, 1962, no. 4).

R 456: M. T. Vlaardingerbroek, K. R. U. Weimer en H. J. C. A. Nunnink: On wave propagation in beam-plasma systems (Philips Res. Repts. **17**, 344-362, 1962, no. 4).

R 457: J. W. Steketee en J. de Jonge: Photoconductance and spectral absorption of anthracene (Philips Res. Repts. **17**, 363-381, 1962, no. 4).

R 458: C. Ducot: A comparison between thermal and quantum noise in radio reception (Philips Res. Repts. **17**, 382-392, 1962, no. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!